

1905.

LIBRARY  
MICHIGAN STATE NORMAL  
COLLEGE.

Nr. 5.

ANNALEN  
DER  
PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH  
F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. Poggendorff, G. UND E. WIEDEMANN.

VIERTE FOLGE.

BAND 16. HEFT 5.

DER GANZEN REIHE 321. BANDES 5. HEFT.

KURATORIUM:

F. KOHLRAUSCH, M. PLANCK, G. QUINCKE,  
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG  
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

UND INSbesondere von

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

PAUL DRUDE.

MIT EINEM PORTRÄT.



LEIPZIG, 1905.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.  
ROSSPLATZ 17.

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 15 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 45 M.

(Ausgegeben am 16. Mai 1905.)

# Inhalt.

	Seite
Porträt von Ernst Abbe.	
1. Carl Fritsch. Das Bogenspektrum des Mangans . . . . .	793
2. Victor Hensen. Über die Umwandlung periodischer Massenanhäufungen in akustisch wirksame Bewegungen . . . . .	838
3. Walter Fricke. Über Brechungsexponenten absorbierender Flüssigkeiten im ultravioletten Spektrum . . . . .	865
4. J. Precht und C. Otsuki. Strahlungsähnliche Erscheinungen bei Wasserstoffsuperoxyd . . . . .	890
5. C. Dieterici. Die Energieisothermen des Wassers bei hohen Temperaturen . . . . .	907
6. J. E. Lilienfeld. Über eine allgemeine und hervorragend empfindliche Methode zur spektralen qualitativen Elementaranalyse von Gasgemischen . . . . .	931
7. Victor Biernacki. Über durch galvanische Zerstäubung hergestellte Eisenspiegel . . . . .	948
8. Josef Petri. Einige neue Erscheinungen, welche durch Radiumbromid auf der photographischen Platte veranlaßt werden . .	951
9. Max Reinganum. Bemerkung zur Elektrooptik der Metalle	958

Manuskripte sind an den Herausgeber, Professor Dr. P. Drude, zu senden. Seine Adresse ist Berlin N.W. 7, Neue Wilhelmstr. 16.

Es wird gebeten, die Manuskripte druckfertig einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Zeichnungen sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuziehen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

le  
8  
8  
5  
0  
1  
1







D. E. Abbe

geb. 23. Jan. 1840 gest. 14. Jan. 1905

# ANNALEN DER PHYSIK.

## VIERTE FOLGE. BAND 16.

**1. Das Bogenspektrum des Mangans;**  
**von Carl Fritsch.**

Der Zweck der vorliegenden Untersuchung ist, das Bogenspektrum des Mangans so genau, wie es mit den zurzeit vorhandenen apparativen und methodischen Hilfsmitteln möglich ist, festzulegen.

Die Neumessung dieses Spektrums dürfte um so erwünschter sein, als es in den größeren, die Bogenspektren behandelnden Publikationen, wie in denen von Kayser und Runge, Eder und Valenta u. a. m. nicht mit untersucht ist; in den Hasselbergschen Messungen „Über die Spektra der Metalle im elektrischen Flammenbogen“ sind die Wellenlängen nur zwischen 5862 und 3464 Å.-E. mitgeteilt, es fehlt also ein großer Teil des ultravioletten Spektralbereichs, der bei Anwendung Rowlandscher Konkavgitter leicht zugänglich ist. In den Messungen Exner und Hascheks ist das in vorliegendem mitgemessene Stück zwischen 5700 und 4800 nicht mit aufgenommen.

Hasselbergs<sup>1)</sup> sowie Exner und Hascheks Messungen sind mit einer geringeren Dispersion ausgeführt als die vorliegenden, so daß auch deren Wiederholung gerechtfertigt erscheint.

Ältere Messungen, die vor den angeführten liegen, wie die von Huggins<sup>2)</sup>, Thalén<sup>3)</sup>, Ångström<sup>4)</sup>, Lecoq de Boisbaudran<sup>5)</sup>, Lockyer<sup>6)</sup>, Liveing und Dewar<sup>7)</sup> und Cornu<sup>8)</sup>

1) B. Hasselberg, Kongl. Svenska Vetenskaps-Akademiens Handlingar **30**. Nr. 2. Spektrum des Mangans.

2) W. Huggins, Phil. Trans. **154**. p. 189. 1864.

3) R. Thalén, Nova acta Soc. Upsala (III) **6**. 1868.

4) K. Ångström, Recherches sur le spectre solaire. Upsala 1868.

5) L. de Boisbaudran, Spectres lumineux. Paris 1874.

6) A. Lockyer, Phil. Trans. **153**. p. 270. 1873.

7) G. D. Liveing u. J. Dewar, Proc. Roy. Soc. **29**. p. 402. 1879.

8) A. Cornu, Spectre Normale du Soleil. Paris 1881; Journ. de l'école polytechnique **58**. 1888.

haben, soweit sie sich nur auf Festlegung von Zahlenmaterial von Wellenlängen beziehen, wohl nur noch ein historisches Interesse. Hierbei sind natürlich die Rowlandschen Messungen, die der Bearbeitung des Sonnenspektrums zur Identifizierung der Linien vorausgegangen sein müssen, ausgenommen. Dieselben sind jedoch, soweit mir bekannt, nicht im Zusammenhang publiziert.

Das Funkenspektrum ist in letzter Zeit von Exner und Haschek zwischen 2215 und 4703 Å.-E.<sup>1)</sup> und von Lohse<sup>2)</sup> zwischen 3439 und 4018 Å.-E. gemessen worden.

Die zu vorliegenden Bestimmungen ausgemessenen photographischen Aufnahmen wurden mit dem der Königl. Preuß. Akademie der Wissenschaften gehörenden im physikalischen Institute der Bonner Universität aufgestellten großen auf Rowlands zweiter Maschine geteilten Konkavgitter von 6,5 m Krümmungsradius angefertigt.

Das Gitter war in der bekannten Rowlandschen Dreiecksaufstellung montiert.

Die Behandlung der Platten — gewöhnlicher sowie orthochromatischer Gelatineemulsionsplatten von Dr. Schleussner in Frankfurt a. M. — war die allgemein übliche. Entwickelt wurde mit Ortol. Die Definition der Linien war durchweg erreichbar vorzüglich; gegen das rote Ende des Spektrums hin waren die Linien, wie dies ja immer der Fall und auch theoretisch begründet ist, etwas breiter als in den übrigen Teilen.

Als Material wurden 2 g Mangan von C. A. F. Kahlbaum, Berlin, benutzt.

Der Bogen brannte stets ruhig und ein zweimaliges Beschicken desselben mit einer minimalen Menge Substanz war gewöhnlich für eine Aufnahme ausreichend.

Als Normalen wurden durchweg in das auszumessende Spektrum mit hineinphotographierte Eisenlinien benutzt, und zwar zwischen 2300 und 4494 Å.-E. die neubestimmten

---

1) F. Exner u. E. Haschek, Wellenlängentabellen für spektral-analytische Untersuchungen auf Grund der ultravioletten Funkenspektren der Elemente 2. p. 87 ff. Leipzig und Wien 1902.

2) P. Lohse, Funkenspektren einiger Metalle. Publikationen des astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam Nr. 41. p. 141 ff. 1902.

Kayserschen Normalen<sup>1)</sup>, die wohl in diesem Spektralbereich das in sich ausgeglichenste Zahlenmaterial bilden dürften.

Von 4494 Å.-E. nach Rot hin sind leider keine Kayser-schen Normalen vorhanden. Auf die Rowlandschen Bestim-mungen des Eisenbogenspektrums<sup>2)</sup> konnte nicht zurückgegriffen werden, da einerseits zu wenig Linien darin angegeben sind, andererseits diese sich nicht gleichförmig über das Spektrum verteilen.

Die von Rowland im Sonnenspektrum<sup>3)</sup> mitgeteilten Eisen-linen zu verwenden, dürfte nunmehr auf prinzipielle Bedenken stoßen. Auf keinen Fall dürfen für die Wellenlängen des Bogens die der entsprechenden Fraunhoferschen Linien ge-setzt werden.

L. E. Jewell<sup>4)</sup> fand, daß große Differenzen zwischen seinen Messungen im Bogenspektrum und im Sonnenspektrum vor-handen waren. Rowland wollte, wie aus Jewells Publikation hervorgeht, nicht an das wirkliche Vorhandensein der Differenzen glauben und schrieb die Verschiedenheiten einer Bewegung der Gitteraufstellung oder einer Plattenverschiebung zu, während vom Sonnenspektrum auf das Bogenspektrum übergegangen wurde. Die Verschiebungen wurden demgemäß behandelt; Jewell äußert sich wie folgt hierüber: As Prof. Rowland was not convinced that the displacement was due to any other cause than the accidental movement of the apparatus, when changing from the spectrum of the Sun to that of the arc, the displacement was treated as due to this cause, and the wavelengths of all metallic lines corrected for the average displacement of the stronger „impurity lines“ (generally iron) upon the plate, thus reducing them to an approximate agree-ment whith the corresponding solar lines.

Jewell verfolgte diese Vorgänge weiter und bestätigte auf Grund von Messungen, die mit äußerster Exaktheit aus-geführt wurden, die Tatsache, daß die vom Bogen emittierten

1) H. Kayser, Ann. d. Phys. 3. p. 195. 1900.

2) H. A. Rowland, A new table of standard wave lengths. Astro-nomy and Astrophysics p. 321ff. 1893.

3) H. A. Rowland, Preliminary table of solar spectrum wave lengths. Chicago 1898, auch Astrophys. Journ.

4) L. E. Jewell, Astrophys. Journ. 3. p. 89. 1896.

Wellenlängen tatsächlich von denen der entsprechenden Fraunhoferischen Linien verschieden sind.

Die Linien des Sonnenspektrums sind einseitig verschoben. Jewell glaubte diese Verschiebungen verschiedenen Versuchsbedingungen, Temperatur, Dichtigkeit, Druck etc. zuschreiben zu sollen.

Humphreys und Mohler<sup>1)</sup> geben in einer Reihe von Arbeiten, im Anschluß an die Untersuchungen Jewells quantitative Messungen und suchen die Versuchsbedingung, in der die Verschiebung ihre Erklärung finden könnte. Die quantitativen Angaben von Humphreys und Mohler bestätigen Jewells Messungen in jeder Hinsicht. Als Grund der Linienverschiebung werden starke Druckdifferenzen ermittelt. Die in der ersten der zitierten Arbeiten untersuchten Drucke schwanken zwischen 4,5 und 14,5 Atm. und es ergeben sich beispielsweise gerade für die als Normalen verwendeten Eisenlinien Verschiebungen von 8—35 Tausendstel Å.-E. Bei anderen Elementen ist der Einfluß des Druckes noch bedeutend größer, z. B.: bei Ca bis zu 0,080 Å.-E., bei Zn bis zu 0,082 Å.-E. Auf diese Arbeiten aufbauend ermitteln dann Jewell, Humphreys und Mohler<sup>2)</sup> in einer gemeinsamen Publikation die Drucke in der umkehrenden Schicht der Sonnenatmosphäre, unter denen die absorbierenden Dämpfe stehen. Unter der Annahme, daß die Sonnenatmosphäre relativ ruhig ist und daß die Linienverschiebungen ihren Grund einzigt und allein im Drucke haben, finden sie Drucke, unter denen die umkehrende Schicht steht, bis zu 7 Atm., was nach den anderen angeführten Arbeiten Linienverschiebungen bis zu 0,053 Å.-E. ergeben könnte, speziell bei den dort gemessenen Eisenlinien bis zu 0,017.

Ein Grund, anzunehmen, daß sich der Einfluß des Druckes bei der Absorption anders verhalten sollte wie bei der Emission, ist nicht vorhanden. Eine experimentelle Bestätigung dieser Hypothese wäre indessen noch sehr erwünscht.

Huff<sup>3)</sup> hat dann noch die Druckverschiebung der Cd-

1) W. J. Humphreys u. J. F. Mohler, *Astrophys. Journ.* 3. p. 114. 1896; 4. p. 249. 1896; 1. c. p. 175.

2) L. E. Jewell, W. J. Humphreys u. J. F. Mohler, *Astrophys. Journ.* 3. p. 138. 1896.

3) W. B. Huff, *Astrophys. Journ.* 16. p. 27. 1902.

Linie 4800 gemessen und qualitativ mit den vorher angeführten in Übereinstimmung gefunden.

Alle die zitierten Arbeiten ergaben in ihren quantitativen Resultaten durchaus die Unzulässigkeit, die für Fraunhofer'sche Linien von Rowland mitgeteilten Zahlen für die entsprechenden Normalen aus dem Bogenspektrum zu setzen.

Perot und Fabry<sup>1)</sup> kommen auf anderem Wege wie die oben erwähnten Autoren zu den gleichen Resultaten.

Die nach dem Interferentialverfahren gewonnenen und auch in vorliegender Arbeit verwendeten Zahlen dürften wohl zu den einwandfreisten relativen Bestimmungen von Wellenlängen gehören, die bis jetzt existieren.

In einer Erwiderung gegen die Arbeit Bells<sup>2)</sup>, der die nach der Interferentialmethode und durch Bestimmungen mit dem Gitter gewonnenen Werte von Wellenlängen einer eingehenden Kritik unterzieht, finden Perot und Fabry<sup>3)</sup> die Grundursache der Diskordanz zwischen den von Rowland und von ihnen gemessenen Werten weniger in der Verschiedenheit der Methode als vielmehr in der Verschiedenheit der Lichtquellen (Sonne, Vakuumbogen) und führen hierbei speziell die Messungen Jewells als beweisend an.

Gleichzeitig erwähnen die Verfasser, daß die Abweichungen zwischen den Messungen von Rowland und den ihrigen nicht beliebig verteilt, sondern offenbar systematischer Natur sind, ein Resultat, das auch Eberhardt<sup>4)</sup> bestätigt. Eberhardt basiert dabei seine Vergleiche auf Bestimmungen von Müller und Kempf<sup>5)</sup> (ca. 300 Sonnenlinien zwischen 6700 und 4500 Å.-E. wurden gemessen) und findet eine gute Übereinstimmung seiner graphischen Darstellung mit der Kurve, aus der Perot und Fabry ihre Schlüsse ziehen. —

Die Arbeit von Perot und Fabry sowie speziell die Tatsache, daß die Verteilung der Fehler in Rowlands Zahlen-

1) A. Perot u. C. Fabry, Compt. rend. 133. p. 153. 1901.

2) L. Bell, Astrophys. Journ. 15. p. 157. 1902.

3) A. Perot u. C. Fabry, Astrophys. Journ. 16. p. 37. 1902.

4) G. Eberhardt, Astrophys. Journ. 17. p. 141. 1903.

5) G. Müller u. P. Kempf, Publikationen des astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam 8. p. 51.

material eine systematische ist, hat zu neueren eingehenderen Kritiken Anlaß gegeben.

Hartmann<sup>1)</sup> schlägt ein kompliziertes Korrektionsverfahren vor, indem er im wesentlichen die Rowlandschen Zahlen beibehält.

Kayser<sup>2)</sup> möchte diesen Weg nur im äußersten Notfall betreten sehen und schlägt, nachdem auch er die Rowlandschen Zahlen einer Kritik unterzogen hat, vor, tabula rasa zu machen und ein ganz neues richtiges System zu schaffen, an das dann die spektroskopischen Messungen angeschlossen werden können. Indem Kayser nun den Weg prüft, der hierbei eventuell zu beschreiten wäre, kommt er zu dem wichtigen Resultat, daß die von Rowland verwendete Koinzidenzmethode bei Anwendung von zwei sonst vorzüglichen Gittern falsche Resultate liefert.

Aus allen diesen Gründen und den Zweifeln, die Rowlands Zahlen entgegengebracht werden, wurden in vorliegender Messung Rowlands Zahlen nicht verwendet, sondern die von Fabry und Perot.

In der oben angeführten Arbeit<sup>3)</sup> sind die Wellenlängen von 17 Eisenlinien des Bogens an den von Michelson<sup>4)</sup> gefundenen Wert für die grüne Kadmiumlinie (5085.8240 Å.-E.) angeschlossen. Dieselben sind neben der Bestimmung Michelsons selbst wohl das beste und einwandfreiste zurzeit vorliegende spektroskopische Zahlenmaterial.

Die 17 Linien verteilen sich gleichmäßig über den zu untersuchenden Spektralbereich und sind aus diesem Grunde sehr zum Anschließen von Interpolationen zu empfehlen. Sie sind in der Photographie durchweg scharf und vorzüglich definiert.

Die vorliegenden Zahlen wären somit an zwei Grundnormalen angeschlossen, an den von Rowland angenommenen Wert für die  $D_1$ -Linie, auf dem die Kayserschen Zahlen be-

1) J. Hartmann, Zeitschr. f. wiss. Photographie 1. p. 215. 1903;  
2. p. 164. 1904.

2) H. Kayser, Zeitschr. f. wiss. Photographie 2. p. 49. 1904.

3) A. Perot u. C. Fabry, Ann. chim. phys. 25. (VII.) p. 98. 1902.

4) A. A. Michelson, Mém. du Bur. internat. des poids et mesures II. p. 1—237. 1895; Compt. rend. 116. p. 790. 1893.

ruhen, und an die Michelsonsche grüne Kadmiumlinie, eine Tatsache, die einerseits prinzipiell gegen eine einheitliche Bearbeitung des Spektrums spräche, andererseits aber speziell bei dem Aufsuchen von Gesetzmäßigkeiten, Serien etc. direkt störend wirken könnte. Es mußte deshalb eine Umrechnung der Wellenlängen, die auf die Perot und Fabryschen Bestimmungen aufgebaut waren, stattfinden, um die Einheitlichkeit in der Bestimmung zu wahren. Letzteres konnte, da auch von Perot und Fabry eine D-Linienbestimmung vorliegt, leicht geschehen.

Es wurde das Verhältnis

$$\frac{D_1 \text{ Rowland}}{D_1 \text{ Perot u. Fabry}}$$

gebildet und mittels des sich hieraus ergebenden Wertes die auf Perot und Fabry bezogenen Zahlen mit denen auf den Kayserschen Normalen beruhenden auf eine gemeinsame Basis gebracht.

$$\frac{D_1 \text{ Rowland}}{D_1 \text{ Perot u. Fabry}} = \frac{5896.156}{5895.932} = 1,00003799.$$

Hartmann schlägt einen ähnlichen Weg vor, indem er das Mittel aus 33 von Perot und Fabry für Sonnenlinien gegebenen Quotienten 1,0000340 zur Umrechnung benutzt.

Die folgende Tabelle gibt die Werte der benutzten 17 Eisenlinien, wie sie Perot und Fabry angegeben und umgerechnet auf Rowland:

P. u. F.	Umgerechnet auf $D_1$ R.	P. u. F.	Umgerechnet auf $D_1$ R.
4736 . 785	4736 . 964	5506 . 783	5506 . 992
4859 . 763	4859 . 948	5586 . 775	5586 . 987
5001 . 887	5002 . 077	5615 . 657	5615 . 870
5083 . 345	5088 . 598	5763 . 0,28	5763 . 242
5232 . 954	5233 . 153	6065 . 489	6065 . 719
5302 . 321	5302 . 522	6230 . 733	6230 . 970
5434 . 525	5434 . 731	6494 . 992	6495 . 289

Damit nun, falls nach Kaysers Vorschlag ein neues System von Normalen geschaffen werden sollte oder bei irgendwelchen Einwänden (Verwendung zweier Grundnormalen etc.) das hier mitgeteilte Zahlenmaterial seinen Wert nicht verliert

und nach Möglichkeit auf ein anderes System umgerechnet werden kann, geben die folgenden Zahlen die verwendeten Normalen, an die die jeweilig dazwischenliegenden Manganolinen angeschlossen sind: 5763.242, 5506.992, 5233.153, 5002.077, 4859.948, 4736.964, 4494.755, 4352.910. Die Linien zwischen 4851.738 bis 4190.122 sind angeschlossen an 4407.894 und 4185.054, 4185.054, 3973.816, 3969.411, 3720.083, 3521.415, 3306.106, 3151.460. Von hier ab ist eine Durchrechnung, der eine zweimalige Ablesung am Komparator entspricht, angeschlossen an 3151.460, 2881.693, 2644.085, 2457.686, 2527.525, 2331.384; eine zweite eben-solche an 3151.460, 2969.485, 2970.227, 2727.632, 2457.686. Aus diesen beiden Durchrechnungen wurde dann das Mittel genommen.

Die Intensitäten wurden von 1 bis 6 (1 als schwächste) geschätzt, und zwar für jede Linie mindestens zweimal. Die Übereinstimmung der Schätzungen war gut; da, wo die Zahlen nicht die gleichen waren, sind beide mitgeteilt.

Der größte Wert wurde auf die Beseitigung von Fehlern gelegt.

Letztere können ihrem Wesen nach in zwei Gruppen geteilt werden: einerseits können die mitgeteilten Zahlen nicht richtig sein, weil 1. das Spektrum nicht vollkommen normal ist, 2. bei jeder Linie Messungsfehler gemacht sind, 3. die Normalen, auf die die Interpolationen bezogen sind, Fehler haben, 4. weil die Schraube des Komparators fortschreitende oder starke periodische Fehler hat; andererseits aber bleibt immer die Frage offen, ob die mitgeteilte Linie dem in der Untersuchung maßgebenden Elemente wirklich zukommt oder einer mehr oder weniger zufälligen Verunreinigung.

Die Korrekturen der Wellenlängen wurden in dem Spektralbereich, dem die Kayserschen Normalen zugrunde gelegt waren, nach dem von Kayser gegebenen Kurvenverfahren vorgenommen.

In dem Bereiche, wo Perot und Fabrysche Werte benutzt wurden, lag der Elimination der Fehler der Hauptsache nach eine mir von Hrn. Prof. Mönnichmeyer gütigst zur Verfügung gestellte Tabelle der fortschreitenden Fehler der Schraube des verwendeten Komparators zugrunde. Beide

Fehlerkurven, die Kaysersche sowie die ebenerwähnte deckten sich im wesentlichen mit zu erwartender Genauigkeit und wurden zwischen den Kayserschen Normalen häufig zusammen bestimmt. Persönliche Fehler wurden durch Wiederholung der Einzelmessung nach Möglichkeit zu beseitigen gesucht.

Fast jeder neu mitgeteilten Zahl liegen 4—6 Ablesungen am Komparator zugrunde, weitaus der Mehrzahl sechs.

Größere Schwierigkeiten bietet es, die Zugehörigkeit der Linien zum Elemente mit Sicherheit zu konstatieren. Nachdem die neuen Linien auf der Platte durch Aussortieren von den Eisenlinien und sonstigen in beiden Plattenhälften vorkommenden getrennt waren, wurden sie noch einer eingehenden Prüfung unterworfen, die auf Grund von handschriftlich vorliegenden Tabellen, die mir Hr. Prof. Kayser teils gütigst zur Verfügung stellte, teils ich mir selbst anfertigte, vorgenommen wurde; ebenso wurde noch eine ähnliche Vergleichung mit den Zahlen von Exner und Haschek durchgeführt.

Eine schwache Stelle bleibt auch in dieser Messung, wie in allen anderen von Bogenspektren, bei denen Kohlen als Träger der Substanz verwendet wurden, die Unsicherheit der Messung innerhalb der Kohlenbanden. Eine unsichere Stelle ist außerdem noch in der Gegend von 5700 nach kürzeren Wellenlängen zu, wo sich ein wahrscheinlich dem Mn oder MnO zuzuschreibendes Bandenspektrum, das auch schon Hasselberg bemerkte, über das Linienspektrum lagert.

„Serien sind für das Element Mangan zwei von Kayser und Runge<sup>1)</sup> gefunden, die Triplets besitzen und den Charakter von Nebenserien haben, die an derselben Stelle auslaufen. In der Tabelle p. 802 sind die Messungen von Kayser und Runge enthalten.“

„Die Formeln lauten“:

$$1. \text{ Nebenserie: } 10^8 \lambda^{-1} = 41223 \cdot 86 - 125\,299 n^{-2} - 1\,377\,549 n^{-4}, \\ \nu_1 = 172 \cdot 07, \quad \nu_2 = 129 \cdot 14.$$

$$2. \text{ Nebenserie: } 10^8 \lambda^{-1} = 41222 \cdot 15 - 119\,890 n^{-2} - 580\,770 n^{-4}, \\ \nu_1 = 173 \cdot 78, \quad \nu_2 = 129 \cdot 14.$$

1) H. Kayser u. C. Runge, Handb. d. Spektroskopie 2. p. 551. 1902; vgl. auch Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1894.

$\lambda$	1. Nebenserie n Abweich.	2. Nebenserie n Abweich.
4823 . 68		0,00
4783 . 58		{ 3 - 0,01
4754 . 21		- 0,01
3569 . 95		
3548 . 16	4 0,00	
3531 . 95	+ 0,01	
	- 0,02	
3178 . 59		
3161 . 14		{ 4 - 0,01
3148 . 29		0,00
2940 . 49		0,00
2925 . 87	5 - 0,01	
2914 . 72	- 0,03	
2726 . 27	- 0,04	
2718 . 47	{ 6 + 0,02	
2704 . 08	- 0,05	
	+ 0,08	

„Das erste Triplet der ersten Nebenserie besteht auch hier aus mehrfachen Linien, die Anordnung scheint aber noch verwickelter zu sein als bei den Elementen der zweiten Mendelejeffschen Kolonne.“

Die Tabellen enthalten in der ersten Kolumne die neu bestimmten Wellenlängen, in der zweiten R. S. (Rowlands Sonne) bezeichneten die Werte aus der Preliminary table of solar spectrum wave lengths, in R. B. (Rowlands Messungen im Bogen) die Werte aus Rowlands new table of standard wave lengths (Astronomy and Astrophysics 12. p. 321ff. 1893); unter H. und E.H. sind die Zahlen von Hasselberg bez von Exner und Haschek eingetragen.

In den Kolumnen hinter den Wellenlängen sind die Intensitäten und Beschreibungen in den Bezeichnungen, wie sie von den jeweiligen Berechnern selbst gegeben werden, eingeordnet. Hinter den Rowlandschen Sonnenlinien R. S. sind keine Intensitäten geführt. Die daselbst ohne \* aufgeführten Linien sind die, die Rowland selbst für Manganlinien hält und in der Preliminary table mit Mn bezeichnet; die Wellenlängen in R. S. mit \* sind solche, die nach meinen Messungen oder nach denen Hasselbergs und Exner und Hascheks vielleicht Manganlinien sein können.

Die letzte Kolumne enthält Bemerkungen, das Aussehen der Linien, Umkehrungen etc. betreffend, sowie die Elemente, denen die Wellenlängen nach Meinung der anderen Berechner zuzuordnen sind. Die Anfangsbuchstaben des betreffenden Namens sind in der () angegeben, meist Rowland. An einigen Stellen, wo die älteren Messungen übereinstimmen, gegen meine Bestimmung jedoch stärkere Differenzen zeigen und die letzteren in Mißkredit bringen könnten, ist noch einmal besonders mitgeteilt, wie viele Ablesungen am Komparator zugrunde liegen. Wahrscheinlich sind hier verschiedene Linien gemessen.

Eine nach den gleichen Gesichtspunkten durchgeföhrte Messung des Bogenspektrums des Titans liegt in der Rechnung auch bereits fertig vor und ich hoffe, diese in Kürze folgen lassen zu können.

Hrn. Prof. Kayser erlaube ich mir auch an dieser Stelle noch einmal für die große Liberalität, mit der er mir die Mittel zu vorliegender Untersuchung zur Verfügung stellte, ergebenst zu danken.

	R. S.	R. B.	H.	E. H.	
<b>5748.750</b>	2	737	*		
41.629	2				
38.463	4	453	*		
37.		910		49	2
26.801	1				A. Mn. (R.)
26.088	2				diffus.
23.982	2	989	*		
20.426	2				diffus.
18.468	2				diffus.
16.175	1				
00.742	4	738	*		
<b>5698.561</b>	3	555			Fe. Cr. (R.)
87.285	1				
81.545	2				
77.533	2				
76.331	2				
76.061	1				
70.891	1				
70.506	1				
58.636	2				
51.429	1				
42.563	4				
35.318	1				
29.239	1	261	*		
28.055	1	087	*		
26.414	4				
23.792	1				
22.144	1				
20.240	1	250	*		
13.574	1				
13.228	1				
11.976	1				
08.828	2				
07.529	3				
06.502	1				
02.244	3				
00.083	1				
<b>5599.100</b>	1				
97.708	1				
97.124	1				

5596.202	1						diffus.
95.454	1						
93.368	1						
91.649	1						
89.984	1						
86.169	1						
83.789	1						
80.497	1						
75.437	3						
73.884	5	876	*		94	2.3	
73.		272	*		27	2	
67.928	6						
57.885	1						diffus.
56.					09	1	
55.947	3	951	*				
52.612	5				75	1	
52.194	6	193			24	2.3	
43.641	3	626	*				
42.325	1						
41.667	2						
38.		025			07	3.4	
37.962	6	928					
36.672	1	679	*				
35.		778	*		77	2	
33.327	2						
32.446	1						diffus.
22.429	1	407	*				
20.700	3.4	727	*				
17.		084			05	3.4	
16.977	6	950					
15.					06	1+	
14.931	3.4	902	*				
13.250	3						
11.500	1.2						diffus.
10.386	1						
06.099	6	095			15	2.3	
04.411	4	431	*		53	1.2	
5497.730	1	735	*		67	1+	
96.141	2	119	*		23	1	Fe (R.) ? Fe.
87.029	1.2						

<b>5482.234</b>	1							
82.079	1	078	*					
81.607	6	652	*			67	3	
70.		883				86	3.4	
70.831	6	802						
66.624	3	609						
58.815	1							Fe Ti (R.)
57.		701						
57.633	6	640				71	2	
47.786	2							
46.783	1	797	*					Ti (R.)
46.170	1.2							
44.288	1	300	*					
39.447	1							
33.473	6					67	2	
32.754	6	758				75	2.3	nur einmal gemessen
27.375	2							
26.343	2							
25.927	3							
24.761	2	761	*					
20.		613						
20.540	6	510				58	4	
19.298	1	313	*					A ? (R.)
18.305	1							
17.590	1							
13.913	6	889				94	2.3	
12.969	1	997						
12.446	1							
07.		688						
07.616	4	587				63	3.4	
06.		388	*			32	1+	
05.084	1.2							
02.733	2							
<b>5399.721</b>	6	675				72	3	
94.		913				88	3	
94.849	5.6	839						
88.679	4.5	713	*			76	1.2	aus 6 Messgn.
77.		800				83	3	
77.						46	1.2	
77.351	4							

	R. S.	R. B.	H.	E. H.	
3375.483	2.3	516	*		
74.585	1.2				
64.642	2	615	*		
61.824	1	813	*		
58.818	1				
53.902	1				
50.080	6	059		08	1
48.240	3.4	259	*	31	1+
46.554	3				
44.624	5.6	646		66	1.2
41.178	6	337		22	4.5
38.410	1				? verschied. Lin. gem.
36.373	1	356	*		
35.889	2				
35.023	1	050	*		Co (R.)
31.574	1				
24.				53	1.2
21.		976			
17.				33	1
14.079	1				diffus.
13.590	1	587	*		diffus Co (R.)
12.071	1				diffus.
11.579	1				diffus.
09.099	3			16	1.2
5269.002	3	005	*	09	1
98.114	2			13	1
93.129	1				
89.623	2				diffus.
89.082	1				
79.191	1				
74.403	1	408	*		
68.407	1				
60.939	4	945	*	61.00	1+
55.512	5.6	492		51	2.3
51.656	1				
51.576	1				
49.542	1				
34.470	1				
01.328	1				
5197.360	4	332		44	1+
					Ni, Mn. (R.)

	R. S.	n. B.				
<b>5196.748</b>	6	741		77	2.3	
85.233	1					54.99
83.886	5					54.80
80.431	1					48.71
77.248	1					44.55
72.867	4	856				42.70
51.		112		14	2.3	41.0
49.318	4			40	1.2	40.4
24.566	1	560	*			27.0
18.113	5	112	*		15	2
04.691	1					? Ni
<b>5097.184</b>	2	175				Ni (R.)
91.164	2	146	*			18.8
86.955	3.4	947	*		87.02	1+
78.512	1	541	*			diffus.
74.758	3				97	2
42.749	2				86	1
30.810	4	817	*		86	1+
29.992	3.4	994	*		30.02	1.2
23.403	1					diffus. Fe (R.)
22.218	1	240	*		26	1+
17.817	3					"
10.524	3	506	*		58	1.2
05.		347				7
05.091	3.4				10	2
<b>4999.602</b>	1					7
85.985	3				98	1.2
74.607	3				60	1.2
66.091	2	036			02	2.3
52.612	2	635	*			aus 4 Messgn.
42.653	2	660	*			
34.		277			25	2.3
17.744	1					Ba (R.)
00.965	2				01.00	1
<b>4889.</b>					12	1
81.		904	*		87	1
62.261	4				28	2+
58.695	3	675	*			
58.031	3					
57.061	3	082	*			

4856.842	2				55.01	1	
54.997	2				76	1.2	
54.809	3	809	*				
48.719	3				47	2	aus 4 Messgu.
44.521	4.5	408					
42.701	2.3						
41.014	3.4						
40.433	3.4	449	*		40	1	Co (R.)
27.072	3.4				10	1	
25.770	4	787	*		80	1	
23.688	6	697		715	10	71	stark verbreitert
23.522	3						
18.473	1.2						
17.109	1						
07.364	2						
06.702	2						
01.041	1	027	*				
4796.882	2.3						
93.802	1						
90.438	1						
88.409	2.3	403	*				
83.614	6	613		607	10	60	verbreitert
83.131	4.6						
79.341	2						
71.845	2						
70.816	1.2						
68.277	3	276	*				Co (R.)
67.335	3	339	*				Fe ? (R.)
66.617	4	621			58	3.4	
66.027	5.6	050			02	3.4	
64.246	3.4						
62.525	6	567			54	4	verbr.
61.714	6	718			68	3.4	
56.972	2						
54.246	6	225			23	5	verbr.
49.457	1.2	443	*				
44.384	2						
44.012	2	008	*				
39.272	6	291			27	3	
37.340	4						

S10	R. S.	R. B.	H.	E. H.	
4730.539	2				
27.662	6	676		63	3.4
09.911	6	896		87	3.4
06.059	2.3				
01.337	5	345		30	2
4693.195	1				
87.185	3				
71.885	4	858		86	2
67.668	5				
63.832	1				
58.998	2.3				
56.438	2.3				
45.250	3				
43.005	4.5	005	*	01	1
31.356	1	385	*		
27.958	3			99	1
26.761	6	718		74	2
10.206	8				
07.				80	1.2
05.577	5.6	586		55	2.3
00.485	1.2				
4599.149	2.3				
95.		540	*	51	1.2
86.327	4	315	*	30	1+
83.234	2				
83.012	3	011	*		
82.035	3	007	*		
79.904	4.5				
75.623	4	600	*		
74.709	2				
73.842	2	828	*		
73.613	1				
72.955	3				
60.711	3	740	*		
60.652	3				
49.877	2.3				
48.766	5	756	*	75	2
45.449	2.3				
44.604	5			61	1.2
42.627	5	600	*	62	2
				61	1
					Fe (R.)
					? Cr.
					Fe (R.)

4540.414	3									
38.636	3	634	*							
34.658	4	646	*		72	1				
30.003	1	020	*		01	1+				Cr. (R.)
29.979	3.4									,
23.576	4	572			58	1.2	60	1		
06.917	1	907	*							
04.051	3	042			03	2—	05	1		
02.399	6	388			38	3.4	40	4		
01.		264								Cr. Mn. (R.)
00.		122								
4499.096	5.6	066			06	3.4	09	4		
96.815	5	826	*		82	1.2	81	1		
96.		676								
91.805	5	828			86	2	81	1	Cr. Mn. (R.)	
90.271	6	253			28	3.4	27	3	Mn.-Fe (R.)	
79.570	4.5	553			59	2	54	1		
77.416	3	397	*							
74.761	3									
72.983	6	967			92	3	98	3	diffus.	
70.300	6	300			31	3	33	3	"	
64.864	6	844			86	3.4	88	4	"	
62.308	6	165			17	4	20	8	" a.4Mgn.Mn.Fe(R.)	
61.296	6	242			25	3.4	30	4	"	
60.512	6	462			55	2.3	59	2		
58.506	6	409			43	3.4	48	5	diffus.	
57.761	6	712			71	3	76	4		
57.217	6	207			22	3	22	3	diffus.	
56.046	6	55.980			05	3	02	3	"	
55.508	6	485			50	3	51	3	" Mn.Ti(R.)Ti(E.H.)	
55.189	6	193			19	3	20	3	"	
53.206	6	171			16	3	19	3	"	
52.703	5				73	1.2	68	1	"	
51.776	6	752	*		75	3.4	78	5	"	
49.646	3	630	*							
48.753	3									
47.348	5	302			32	1.2	30	1	Mn. Fe (R.)	
36.591	6	516			52	3	52	3	aus 6 Messgn.	
36.192	4.5	162	*		24	1.2	23	1	aus 6 Messgn.	
32.116	3								? Ba	

812	R. S.	R. B.	H.	E. H.				
4419.976	6	944		96	2	93	1	
15.401	6	414	*					
15.002	6	047		06	3	04	3	aus 4 Messgn.
12.076	6	043		06	2	04	2	diffus.
10.690	3	683	*					Ni (R.)
08.256	4	236	*	28	1.2	26	1	
04.930	6	927	*					? Fe. Fe (R.)
4396.014	2	008	*					Ti (R.)
92.086	1							
89.932	4.5	930		95	1.2	91	1	Mn. Ni (R.)
88.280	3	260		27	?			
83.677	6							diffus. ? Fe.
82.836	6	847		80	1.2	82	1	
82.		045						
81.905	5			87	2	87	1	aus 6 Messgn.
75.133	6	103		10	2	10	1	V. Mn. (R.)
60.012	3.4							
59.811	2	784	*					Cr. (R.)
51.738	1							
47.732	1.2	705	*					
41.911	2	880	*					
39.028	3.4							
37.596	4	569		57	1+	55	1+	
36.064	2	076	*					
29.604	1.2							
29.488	3							
28.847	1.2							
26.				35				
23.570	4			59		57	1	
21.842	3.4			36				
18.		817						Ca. Mn. ? (R.)
14.586	1.2							
12.735	6	723		70	2.3	71	2	
05.838	3			84	1			
03.361	1							
00.		376		35	1.2	35	1	
4290.277	4			29	1			
87.905	2			22	2.3	25	2	Mn. V. (R.)
84.253	6	223						
82.931	2.3	952	*					

	R. S.	R. B.	H.	E. H.		
481.287	6	257		27	3	30
78.832	4.5	843	*	85	1.2	82
70.357	2					1
66.076	6	081		08	3	10
61.446	4.5	496		45	1.2	48
59.443	3	460	*			1
59.166	4					
58.		477	*	48	1	
57.832	5.6	815		80	3	83
44.121	2					3
39.		890		88	3	90
35.388	6	450		45	3	41
35.		298		28	3	10
33.		328				
30.435	2.3			47	1	
30.353	4			31	1	
26.917	4	904	*			
21.721	1.2	737	*			
20.807	5	738		79	2.3	79
18.499	1					1
18.271	2					
15.					13	1
12.				64	1	
11.841	4.5	899		90	2	90
01.932	4	869		88	2	90
4190.122	4	147		15	2	16
76.770	3	739		73	2.3	73
71.		854				
57.		167		21	1.2	12
55.635	4			68	1.2	65
51.146	3	129	*	16	1.2	
48.950	6	948		94	2.3	96
47.		645		65	2	71
41.197	5.6	208		18	2.3	25
40.338	4	316	*	35	1	
37.		428		40	2—	45
35.181	4	191		13	2.3	20
34.				77	2—	78
32.		435	*	45	1	1
31.599	4	606	*	60	1	62
						1+

Cr. Mn. (R.)

Fe (R.)

Mn. Fe (R.)

Ca (R.)

Cr. (R.)

aus 4 Messgn. Mn.C.(R.)

Fe. Ni. Mn. (R.)

aus 4 Messgn.

" " " FeMn.(R.)

Cr. La. Mn. Ni. Fe. (R.)

Zr Ti (R.)

Ti. Mn. (R.)

<b>41</b>	<b>31.239</b>	<b>5</b>	<b>271</b>		<b>26</b>	<b>2.3</b>	<b>30</b>	<b>2</b>	aus 4 Messgn.
	23.682	4	664		68	1.2	71	1	
	23.390	4	384	*	41	1.2	49	1	La (R.)
	22.846	4			92	1.2	96	1	
	22.						58	1	
	16.757	3					75	1+	
	14.		461		53	2	54	1	
	14.013	3	021		02	1.2	04	1	
	13.		381		39	2—	41	1	
	11.		154						
	11.018	6	021		10.98	3	02	2	
	07.998	4			08.01	1.2	08.00	1	
	05.514	5	514		51	2.3	51	2	
	06.637	5			62	1.2	64	1	
	03.115	5	097		07	2	14	1	Si. Mn. (R.)
<b>40</b>	<b>99.547</b>	<b>3</b>	<b>554</b>	*	<b>57</b>	<b>1</b>			
	96.817	3			81	1.2			
	95.		423		42	2—	41	1	
	95.186	4			17	1+	24	1	
	92.540	5	547				55	1	Co. Mn. (R.)
	90.				73	1+	76	1	
	90.044	5	113		10	2	11	2	aus 2 Messgn.
	83.832	6	783		75	4.5	82	3	Mn. Y (R.)
	83.392	4	376				87	1+	Mn. Ge. (R.)
	83.077	6	095		09	4.5	11	4	
	79.		570		56	4.5	61	3	
	79.		393		35	4.5	38	3	
	75.398	5			39	1.2	40	1	
	70.419	5.6	431		41	3	48	4	
	68.		137		13	2	17	2	Fe. Mn. (R.)
	66.		870	*			89	1	
	66.377	4	375	*	38	1.2			
	65.256	5	239		22	2	22	2	Mn. Ti (R.)
	63.739	6					70	5	
	63.		573		38	3.4			
	61.920	6	881		88	3	90	4	
	59.642	4	653	*					
	59.589	5	535		53	3	54	3	aus 2 Messgn.
	59.097	5	081		08	3.4	09	4	

	R. S.	R. B.	H.	E. H.	
4068.082	5	115		10	2.3
55.		701		68	4.5
55.370	4	365		35	2
52.628	4.5	603		62	2
51.886	4.5	888		90	2
49.					56
49.168	4.5	148		16	2
48.897	6	910		88	4
45.320		266		26	8
45.	5	371		81	3
41.462	6			49	5
41.546	6	525		53	20
38.872	5	771		86	2
37.725	3			89	2-
36.				68	1
36.				69	1
35.889	5.6	883	88	88	5
34.640	6	644	642	10	62
33.		814		50u	Mn. Fe. (R.)
33.794	5				
33.		732		72	3
33.235	6	224	290	18	21
31.936	4.5	942		10	100u
30.920	6	947	919	30	umgekehrt Fe Mn. (R.)
30.		878		95	2
29.833	4			92	100u umgekehrt.
28.		756	*	87	H's. 87 entspricht wahrscheinlich 920
26.583	5	583		10	
26.		079	*	74	1
22.499	2.3			57	3
20.216	4	226		58	3
18.		269		07	1
18.		234			
16.866	3			80	1
12.079	4			09	1
11.		693		05	1
09.224	1	201	*	69	1
08.174	4	215		1.2	16
07.187	3	185		1	Mn. Ti (R.)
08.458	4.5	424	*	44	1+

816	R. S.	R. B.	H.	E. H.	
4002.338	4	308			392.0
02.068	4	086			45.
01.354	4.5	387			42.9
<b>3997.</b>		<b>365</b>			
94.008	3.4				42.
92.652	5	631	*		37.
91.761	5				37.5
90.		129			37.3
89.		912	*		36.8
88.828	4	812	*		35.
87.645	4.5	625			32.7
87.268	5	244			32.2
86.974	5	979			31.
85.		463			29.7
85.385	4.5	385	*		29.
84.350	4				27.5
84.		294			25.
83.067	4.5	053			26.
82.743	3	630			24.
82.343	5				23.
81.039	3	024	*		23.
80.315	4				22.
79.641	4	664	*		Co (R.)
79.013	3	003	*		Co (R.)
78.926	2	916	*		
77.259	5	223			18.
76.052	5	75.985			16.
67.582	3	570	*		Fe Mn. (R.)
66.161	3				Fe (R.)
65.679	1				11.
64.651	1	663	*		Fe (R.)
63.930	2	941	*		10.
63.264	2	252	*		Fe (R.)
63.177	3				08.
58.328	1	355	*		Ti Zr. (R.)
57.170	1.2	177	*		Fe Ca (R.)
56.566	2				06.
54.		680			Mn. Ni (R.)
52.962	4	53.043			aus 6 Messgn.
52.133	2	103			9.

3952.079	1								
45.		993							
42.997	1	984			43.01	1.2	43.05	2+	
42.		157							Mn. ? (R.)
37.		972							
37.522	1								
37.343	2								
36.874	2	912			91	1+	91	1	aus 4 MSSgn.
35.		588							Mn. ? (R.)
32.777	2	785	*						Fe (R.)
32.274	1								
31.		729							Mn. ? (R.)
29.764	2	864			82	1+	79	1	"
29.402	2.3	363			41		41	1+	Fe. La. Mn. (R.)
29.					30	1.2			
27.363	2								
26.620	4	597			61	2.3	63	3	
26.057	2								Fe ?
24.202	2.3	206			24	2+	23	2	
23.433	1.2	375			45	1.2	48	1	
23.039	4	054	*				03	2+	Fe (R.)
22.809	1	815			82	2.3	85	2+	
22.		223			20	1+			
21.877	2	855			85	2	94	2	Zr. Mn. (R.)
18.474	3	396			43	2—	46	2	
16.		661					73	1+	
16.					75	1.2			
12.876	1								
11.563	1	554			57	1.2	56	1	
11.322	1	316	*						Nd. (R.)
11.255	3	290	*		27	1.2	30	1	
10.612	1	615	*						
08.		310	*		34	1			
08.113	3								
05.077	2				12	1+	09	1	
04.440	1	467	*		47	1+	45	1	
08.		683	*		68	1			
3899.831	4				81	2+			
99.		701							
99.457	1.2	530			46	1.2	46	1	

<b>3898.485</b>	2.3	531	*		50	2—	49	1	V. (R.)	3824.0
98.132	3	151	*							23.6
97.817	1				47	1				16.8
97.		482	*							10.8
96.525	1	500	*							(9)
96.474	1				48	1.2	47	1		0.7
96.356	1	385								0.9
95.		583								0.9
94.830	1.2	850			85	1.2	84	1		0.8
92.		698				72	1	75	1	0.7
91.						92	1.2			0.6.9
90.138	1								? Fe	0.4
89.559	1	498				62	1	57	1	
88.915	1	971							Fe Mn. (R.)	0.7
86.408	5.6	434	*			42	2.3		Fe (R.)	0.4
83.833	1.2									3799.3
79.		331	*			32	1		C. (R.)	98.
73.656	3									90.3
73.		333	*							89.9
72.296	3	312	*			26	1	27	1+	C. (R.)
65.		793	*				83	1+	79	1+
65.249	4								C. (R.)	70.4
64.		246	*						Mo. C. (R.)	76.6
61.		847	*				88	1.2	C. (R.)	74.
56.		674	*				68	2	65	1
53.		620	*				60	1.2	60	1
52.567	4.5	541	*						C. (R.)	68.3
52.539	1	541	*						?	67.9
44.		185					10	3.4	12	3
41.		195					17	4	23	5
40.		340							Fe. Mn. (R.)	60.4
39.		922					92	3.4	90	4
38.		435	*						Mn. C. (R.)	57.2
37.							68	1.2	41	1
36.646	5	639	*						Mg. C. (R.)	56.7
34.468	5.6	506					48	4.5	61	1
33.978	3	34.006					96	3.4	50.	8
32.		450	*						Mn. C. (R.)	46.1
30.							12	1+	45	1+
29.778	6						81	2.3	80	3
									umgekehrt	37.

	R. S.	R. B.	H.	E. H.				
1884.016	5	028		01	3.4	03	4	
25.847	4.5	653		64	4	64	5	Mn. Cr. (R.)
16.870	4	887		87	2.3	90	3	
10.822	4	854	*	85	2	84	2	C. (R.)
09.		834						Mn. C. (R.)
09.747	6	724		70	3	75	5	
09.		633						Mn. C. (R.)
09.		305	*			30	1	C. (R.)
08.		659	*			65	1	V. (R.)
07.		012				53	1	V. Mn. C. (R.)
06.951	5.6	865		84	4.5	90	10d	Mn. Fe. (R.) ? Zu-
04.		836	*			89	1	C. (R.) [sammgh.
02.044	3	051		04	2	05	2	
00.729	3	633		68	2	70	2	
00.450	2	457	*					? C. (R.)
1799.381	3	386		38	2	40	2	Mn. C. (R.)
98.		396	*			40	1	Mo. (R.)
90.328	5	362		36	3	38	3	aus 2 Messungen
89.979	2	991	*					
85.569	4	539	*	57	1.2	59	1	C. (R.)
79.418	1							
76.608	3	698		70	1.2	67	1	aus 6 Messgn.
74.		791	*	81	1	82	1+	Ti. C. (R.)
74.		029		02	1			
71.		636	*	62	1			
68.376	4			33	1	30	1+	aus 6 Messgn.
67.842	2	787		84	2—	83	1	
65.514	3	514	*	51	2—	50	1	
65.449	3	426	*					
60.484	2							
60.216	4							
57.436	3	444	*					? C. (R.)
56.731	3	705		80	1.2	77	1	
50.896	3	916		92	2—	90	2	
49.		509	*	54	1.2			
49.106	3	110	*					Cr. (R.)
46.		717		78	2—	77	1	Ti. (E. H.)
41.219	1	205	*			19	1	? Ti. Ti. (R.) (E.H.)
39.883	3							
37.		059		03	1.2			Ca. Mn. (R.)



	R. S.	R. B.	H.	E. H.	
3682.217	3	161		24	2—
80.257	1	261	*	32	1
77.090	4	098	*	12	2—
75.837	1	825	*		
70.661	2	678		67	1.2
69.991	3	976		70.00	1+
69.535	1	543	*	54	1
67.758	1.2	741	*		
64.779	3	760	*		
60.549	4	549		52	2
58.664	2.3	689			58
58.059	2	044			68
42.848	3	820	*		1
41.579	3	597		60	1
40.277	1	256	*		56
38.028	2.3	011	*		24
36.521	1				
35.827	2			89	1
29.893	5.6	877		87	2+
23.946	6	925		92	2.3
22.529	1				96
19.446	6	412		42	3
17.		575			42
15.		531			4
14.864	1	856	*		aus 6 Messungen
13.196	2				
10.472	5.6	435		44	3
08.626	5	630		62	3
Fe.(R)	07.702	6	672		66
06.847	5	838	*		3
05.		832	*		69
05.384	1				5
04.833	2.3	843	*		
01.911	2.3	930	*	96	1
01.419	3	426	*	45	1
3598.910	1				43
95.281	5.6	256		25	2.3
91.					29
90.		109			4
88.093	3				95
					1
					Mn. C. (R.)



3488.		437				43	1	Mn. Ni. (R.)
87.		095						
83.075	5	047			01	2+	22	2
75.785	4							? zusammengehör.
74.235	6	287					27	1
74.		197					20	1
70.173	1.2	156	*				16	1
69.187	2							
67.087	1							
65.383	1	390	*				34	1
63.804	1	777	*				79	1
62.945	1	950	*				88	1
60.470	5.6	460			47	2.3	45	2
60.164	2	174						.
55.		204						
55.145	1	121					10	1+
51.615	1	609						
50.743	1.2	742	*				73	1
45.990	1							
42.133	5.6	118	*				18	2
40.209	1	235	*					
40.050	2							
39.123	4	092					13	1
38.756	1							? Mn. (R.)
35.360	1	382	*					
33.718	3	715	*				70	1
24.977	1							Ni. Cr. (R.)
20.939	2	940					95	1
08.125	1						09	1
336.874	1	875	*					Mn. Ti. (R.)
86.075	1	085						
83.027	1.2	036	*					Cr. Mn. (R.)
82.		825						Di. ? (R.)
82.610	2	604	*					
82.		129						? Sr. (R.)
80.901	1	889	*					
79.		005						
77.767	1							Ti. (R.)
71.582	2.3	593	*					
71.242	1	246	*					

<b>3370.</b>		770					Zr. Mn. (R.)
69.		352					Mn. Ti. (R.)
68.342	1	319					
66.361	1.2				40	1+	
61.320	3	327	*				Ti. (R.)
55.620	1	661					
54.771	2	778	*		79	1	Ti. (R.)
51.833	2				82	1	
51.		551	*		57	1	
50.548	2	545	*				Di. ? (R.)
49.535	3	519	*				Cr. (R.)
45.481	2	495			47	1	
43.855	3	804			85	1	
30.788	5	802			80	2	
20.808	4	783			82	2	Mn. Fe. (R.)
17.439	4.5	393			47	3+	
16.614	3	698			61	1+	
16.		561					
16.452	3	467	*		47	1+	
16.123	1	128	*				
15.481	1	457	*				Ti. (R.)
15.039	3				07	2+	
14.		995					
14.565	3	574			59	2+	Fe. Ti. Mn. (R.)
14.		334					
13.631	3				70	2	
13.		562					
13.360	3.4	301			41	2+	
12.019	4	063			05	2	
11.690	1						
08.900	2.3	888			91	1	
08.155	2						? Cu.
07.121	3	<b>114</b>			12	1	
05.					06	1	
05.		001					
03.409	4	398			40	2	
01.					10	1	
<b>3299.</b>		652					
98.352	4	361			35	2	
97.008	4	014			01	2	

236.130	1.2	168.			16	1	
95.969	2	951			96.00	1	Fe. Mn. (R.)
92.		996					
91.113	4	119	*		10	1	Fe. (R.)
80.876	4	900			90	2	
78.673	4	687			65	2	
78.199	1	221	*				
73.140	3	175			15	1	Mn. Zr. (R.)
70.457	3	473			49	1	
68.839	3	847			83	1	
67.886	3	910			90	1	
64.832	5	833			83	3	
60.336	5	386			40	3	Mn. Ti. Fe. (R.)
58.513	5	542			52	3	Mn. Co. (R.)
56.248	5	264			25	3	
55.		617					
54.144	3	180			14	2	
53.047	4	090			09	3	aus 4 Messgn.
51.234	4	273			27	2	" " "
48.622	5	637			64	3	
47.					80	1	
43.898	5	883			93	3	
40.987	1	991	*				
40.715	2	726			75	2	
40.508	4	522			53	2	
39.157	2	170	*				Ti. (R.)
38.828	2				81	1	
37.430	3				4	2+br	
36.905	5	905			90	2	
36.324	3						
35.					1	2+br	
34.078	3	093	*		0	2+br	Fe. (R.)
30.841	4	843			81	2	
29.982	1						
28.183	5	219			20	3+	
26.119	2	143			15	2	
24.862	4	882			90	2	
23.		378	*		37	1+	
17.		040			04	1	Mn. Ti. ? (R.)
12.990	4	13.004			98	2	

<b>32</b> 07.028	3	055					00	2	Mn. ? (R.)
03.857	2						82	1	
02.666	2	651	*				66	1	Ti. Fe. (R.)
01.232	1	239	*				24	1	Fe. ? (R.)
00.022	2	034	*				06	1	Ti. (R.)
<b>31</b> 90.135	1	154					12	1	Fe. ? (R.)
82.035	1	022	*						Zr. (R.)
78.642	4	620					61	3	Mn. Fe. ? (R.)
77.171	1	191	*				16	1+	Fe. ? (R.)
75.844	1	821	*						
74.776	2								
67.		289							
61.191	4	146					19	3	
60.287	2								
60.070	1						04	1	
58.879	1	897	*				85	1	Co. (R.)
55.937	1	910	*						V. (R.)
49.026	1	015	*						
48.972	3								
48.313	5	283					36	3	
46.437	2.3								
42.792	2	846					80	1	
41.955	2.3								? Sn.
40.537	1								
38.318	1	321	*						Cr. ? (R.)
38.156	2								
37.073	4.5						07	1	
35.562	1	567	*						Fe. ? (R.)
35.025	1								
32.927	3	935	*				96	1+	Cr. (R.)
32.414	3	402					45	1+	? Mn. (R.)
31.587	1	560	*						
30.733	1.2	745	*						Be. ? (R.)
30.086	1	060	*						
28.449	3								
26.967	3	959	*				94	1+	
25.141	2	164	*				13	1+	
23.012	3	019	*				00	1	
22.985	2								
21.189	1.2	191	*						

	R. S.	R. B.	H.	E. H.	
20.691	2	711	*		
20.531	4	539	*		
18.719	1			54	1 Fe. (R.)
18.224	3	249	*		Ti. ? (R.)
16.027	1.2				
15.575	3.4	575	*	60	1
14.475	1	460	*		
14.223	1	232			Ni. (R.)
13.907	2.3			95	1
13.564	1	560	*		Co. (R.)
13.472	2	490	*		
13.227	3	203	*	25	1
12.230	1				
11.693	2.3				
11.583	2				
10.792	4	810	*	86	1 Ti. V. (R.)
10.684	3				
10.178	2	190	*		Co. (R.)
09.572	2				
09.163	2	179	*		
08.907	1				
08.777	3	787	*	75	1+
07.893	3			90	1
07.738	3				
06.896	3				
03.199	3	214	*		
01.647	3			67	1
00.424	5	430		43	1 Mn. Fe. (R.)
007.152	4		415 4	18	2
96.910	2				
96.519	2	510	*		Co. (R.)
86.938	2				
82.822	2.3			86	1
82.185	4.5	142			Mn. ? (R.)
81.471	4.5	419		52	3
79.767	5.6	724		80	3
78.987	1				
76.359	1	872	*		
75.700	1	702	*		
73.265	5.6	232		33	4

<b>30</b>	<b>70.401</b>	5.6	372				46	4	
	69.197	1.2							301
	66.150	5.6	101				19	4	0
	65.272	1							0
	62.255	5	222				30	4	0
	57.139	2	117	*					299
	56.621	3							9
	54.490	5.6	429				53	4	Mn. Ni. (R.)
	51.498	1.2							80
	50.138	1							80
	49.003	4.5	48.999				48.95	1	Mn. Co. (R.)
	47.135	5	158				14	2	78
	46.733	2.3							77
	45.920	3.4					90	2	74
	45.		870						71
	45.738	4.5	695				70	2	64
	45.485	2							63
	44.699	6	671				69	50	57
	43.917	3.4	870				90	1	56
	43.499	4.5	456				46	2	Mn. ? (R.)
	43.363	1							53
	43.279	3					25	1	51
	43.021	1							49
	42.808	5					87	1	46
	41.366	4.5	325				35	1	Mn. ? (R.)
	40.749	4.5	712				76	2	42
	38.735	2							41.
	38.652	1	625	*					41.
	35.482	2	468	*					40.
	33.655	1							39.
	33.434	1							38.
	32.378	1							36.
	31.398	2							35.
	29.811	3	835	*					34.
	22.907	5	861				90	2	33.
	16.598	5	557				60	1	33.5
	14.811	4	752				82	1	30.5
	12.987	3.4							28.5
	11.498	2	527	*			52	1	26.5
	11.307	4.5					30	1	24.7

R. S.	R. B.	H.	E. H.	Mn. ? (R.)
3011.	257			
08.	312			35 1+
07.812	4.5	757		80 1
02.	743	*		72 1+
2996.638	2			Mn. ? (R.)
92.236	2			Mn. ? (R.)
86.148	4	109	*	Fe (R.)
80.151	3			
78.734	3			
78.245	3			
77.427	1			
74.234	3			
71.077	1			
64.				
63.736	4			25 1
63.395	2.3			75 1
57.127	3			07 1
56.254	3			15 1
53.177	3.4			
51.117	1			
49.353	6			31 3
46.354	1			
44.				
42.875	3			53 1
41.791	1.2			85 1
41.164	5			80 1
40.530	6			15 2
40.026	4			50 8
39.443	5.6			01 1
38.015	4.5			40 3
36.				00 2+
35.783	4			25 1
34.182	3.4			75 1
33.580	1.2			13 2
33.207	5			19 3
30.371	4			35 2
28.813	4			79 2
25.740	6			67 8
24.707	1			
24.547	3			55 1

<b>29</b>	<b>23.833</b>	<b>2</b>					<b>85</b>	<b>1+</b>		<b>2837.</b>
28.							35	1+		36.
20.577	2.3						60	1		33.
19.231	3						23	1		32.
14.710	6						71	8		30.
13.936	2						97	1		28.
10.364	1									26.
08.							99	1		24.
08.118	2.3						10	1		24.
07.327	3.4						32	2		23.
06.							50	1		22.
02.508	1.2									22.
02.309	4						34	1		21.
01.072	1									19.
00.656	4						66	1		19.
00.303	1.2									19.
<b>28</b>	<b>99.833</b>	<b>1.2</b>								<b>18.</b>
98.106	2.3						10	1		18.
97.908	3						92	1		17.
97.531	1.2									17.
97.172	1									17.
97.233	1									15.
95.272	1						29	1		15.
94.							72	1		14.
92.770	4						77	1		14.
92.							57	1+		13.
89.682	4						69	1		12.
91.454	1									11.
86.790	3						77	1		11.
83.							01	1		11.
82.997	3									09.
79.586	3						60	1		08.
72.675	4						68	2		08.
70.207	1									06.
68.							99	1		06.
63.538	1									05.
58.							85	2		05.
58.754	4									04.
54.895	1									04.
42.190	3						24	1+		03.

2837.				00	1+	
36.423	4			43	1	
33.267	1					
32.538	1					
30.896	4.5			92	2	
28.				87	1	
26.806	5			8	2+br	
24.				5	2+br	
24.340	2					
23.				40	1	
22.658	4.5			68	2	
22.382	1.2					
21.563	4			58	2	
19.824	2			83	1	
19.470	2			46	1	
19.025	4			00	2	
18.870	3.4			85	2	
18.083	4.5			09	3	
17.778	3			77	1	
17.587	3					
17.278	2.3			26	1	
15.686	3			71	1	
15.121	4			13	1	
14.558	1.2					
14.067	4			09	2	
13.570	4.5			60	2	
12.954	4.5			99	2	
11.844	2					
11.427	2			48	1+	
11.				27	1+	
09.206	4.5			20	2	
08.				49	1	
08.125	3			12	2	
06.899	4.5			92	1	
06.244	4.5			25	2	
05.337	3					
05.				04	1	
04.443	4			45	2	
04.194	3			24	2	
03.716	4			74	2	

<b>2802.874</b>	5				90	2	? Mg.	2755.85
02.750	2				53	2		54.
02.525	5				29	1		52.41
02.274	4				20	50u	umgekehrt	40.59
01.178	6		183		99	2		40.42
<b>2799.955</b>	5		369		37	50u	umgekehrt	47.90
98.361	6				19	1		45.64
97.199	3				05	1		44.40
97.046	3.4				62	2		43.52
95.636	5				92	50u	umgekehrt	42.60
94.921	6	911	20					42.83
94.284	4				23	2		42.11
93.350	2				47	2		40.68
91.879	2				85	1		38.96
91.661	3				46	2		35.80
91.208	4				30	2		34.
91.032	2				78	1		29.52
90.467	4.5				94	1		26.
89.860	3				55	1		21.00
89.505	5				21	1		18.43
89.294	5				85	2		10.42
88.765	2				14	2		08.55
87.915	1				68	2		05.62
86.342	2.3				57	1		03.98
83.184	3.4				25	2		01.78
82.844	4				80	1		01.24
80.104	4				55	2		2095.377
78.648	4				58	1		94.63
77.586	2				55	2		94.13
76.335	5				00	1		93.24
76.					08	3		92.
73.766	3				76	1		92.74
73.151	2				08	1		87.49
71.541	4				58	1		86.85
67.615	5				00	1		86.04
64.					76	1		84.60
63.764	2.3				08	1		83.83
61.469	3				08	3		83.11
61.080	5.				08	1		81.80
59.072	2							76.39

275.855	4					
54					0	1+
52.413	2.3				40	1
49.595	1					
49.421	3					
47.904	2				86	1
45.647	3				64	1
44.401	1.2				39	1
43.526	3				50	1+
42.001	2					
42.834	3.4				83	1
42.112	1					
40.686	1					
38.966	3.4				95	1
35.605	3					
34					83	1
29.522	3				48	1
26					22	5+
21.007	5					
13.434	5				42	5
10.426	4				42	1
08.555	3				53	1
05.826	3.4				81	1
03.987	5.6				04.00	5+
01.783	4				79	1
01.249	1.2					
005.377	2.3				40	1+
94.637	3				65	1
94.139	1					
93.249	2				30	1+
92					87	2
92.747	4					
87.495	3				53	1+
86.850	2				89	1+
86.043	2				07	1+
84.605	1					
83.831	2				83	1
83.112	3.4				12	1
81.804	4				83	1
76.399	2				41	1



2613.669	2			65	1		
12.939	4.5			94	1		
13.660	1						
10.258	4			26	1		
05.757	5			78	4		
03.219	1						
02.238	3			23	1		
01.604	1						
00.990	2						
00.796	1.2						
00.							
2599.999	3			33	1+		
99.640	2			97	1		
98.259	2						
95.847	5.6			25	1		
94.170	2			85	3		
93.906	4						
93.779	2	810		82	4u		
93.695	4						
93.057	5			04	2		
93.425	3						
92.				40	1		
90.630	1						
89.843	2						
87.181	1						
84.432	4.5			41	2		
84.240	4.5			24	2		
83.415	3						
83.369	3						
83.237	2						
83.178	1						
81.360	1						
81.301	1						
80.302	2						
79.							
79.761	3			86	1		
77.798	4						
77.594	3						
76.773	4			55	1		
76.521	3						

886

R. S.

R. B.

H.

E. H.

<b>2576.284</b>	5				20	4u	2491.3
75.629	5.6				59	2	91.3
75.195	1						90.8
74.837	1						90.7
74.536	1						90.6
74.484	1						88.2
72.915	5				86	2	82.5
67.529	1						73.2
66.348	2						73.0
66.140	3						72.9
66.084	2				06	1+	69.4
65.337	2						65.5
63.771	3						63
63.333	2						62
59.527	2						61.0
56.960	3						61
56.712	1.2						59.7
54.193	1						35.5
48.877	4				87	1+	35.2
46.713	2.3				70	1+	34.2
43.026	1.2						34.1
42.916	3						31.9
42.630	3				59	1	31.6
42.216	4						30.5
39.836	1.2						29.3
39.721	3						28.5
39.465	3						24.3
33.165	4				15	1	20.6
32.980	1						20.4
30.797	4						20.2
28.					76	1	2384.1
27.539	5						72.1
25.765	3				77	1+	67.1
25.499	3						53
24.					55	1	52.0
<b>2499.528</b>	4				51	1	46.5
94.731	1						
94.649	3						
94.488	2				50	1	
91.467	2						

umgekehrt

2491.364	2							
91.318	3							
90.852	3							
90.778	5							
90.652	3							
88.249	6							
82.503	1							
73.243	2							
73.073	2							
72.910	2							
69.494	2.3							
65.502	2							
63.					10	1		
62.					88	1		
61.071	4.5				11	1		
61.					03	1		
59.792	2.3							
35.595	3							
35.232	6				20	1	? Fe.	
34.299	4				29	1		
34.144	4				18	1		
31.980	3							
31.602	4				62	1		
30.507	4				48	1		
29.306	4				32	1		
28.503	4				46	1		
24.344	4							
20.675	3							
20.481	4							
20.217	4							
2384.198	3							
72.189	2							
67.146	1							
53.					03	1		
52.002	3							
46.584	1							

(Eingegangen 25. Januar 1905.)

2. Über die Umwandlung periodischer Massenanhäufungen in akustisch wirksame Bewegungen;  
von Victor Hensen.

In zwei Mitteilungen (1 u. 2) habe ich gezeigt<sup>1)</sup>, wie eine ganze Familie von Klängen dadurch gebildet wird, daß in eine ruhende oder kontinuierlich strömende Flüssigkeitsmasse, die ich als Ortho- oder O-Lamelle, O-Masse, O-Strom bezeichne, unter irgend einem Winkel eine Lamelle oder Wulstung, die als Transversal- oder T-Lamelle bezeichnet wird, einbricht und einen *periodisch verdickten Strom* erzeugt. Diese, bei bestimmten Verhältnissen zwischen den beiderseitigen Massen und Bewegungen eintretende periodische Massenanhäufung löst Molekularschwingungen und Massenschiebungen aus, die beide, bei entsprechender Häufigkeit und guter Regelmäßigkeit als Klang gehört werden können. Zu der so entstehenden, von Resonanz freien Klangfamilie gehören: 1. Die Schneidenklänge und wohl auch die „Spaltklänge“ von Sondhaus, dessen Arbeit(3) mir früher entgangen war, sowie die Klänge, die man hört, wenn Gas mit bestimmter Geschwindigkeit durch geknickte Röhren strömt. 2. Die Windtöne an Stöcken, Stangen und Stricken, auch wohl die Brandungs- und Wasserfalltöne, soweit sie im Wasser selbst entstehen. 3. Die Hiebtöne und die Flugtöne der Insekten. 4. Die Flammenklänge, soweit sie von mir entdeckt sind. 5. Die Tyndallschen Reibungstöne der Gase (8. p. 300). 6. Die Sirenenklänge; nur daß bei diesen die T-Lamelle durch eine Platte aus fester Substanz dargestellt wird. Diese Platte bewirkt eine recht weit getriebene periodische Verdickung in der O-Masse; doch wenn man Leuchtgas durch die Sirene treibt, sieht man, daß die brennenden Sphäroide, die zunächst fast parallel mit der rotierenden Scheibe fließen, in einen Luftstrom eingebettet sind, der durch die Rotation der Scheibe erzeugt wird.

1) In (1) bitte ich p. 729 anstatt Fig. 9 Fig. 19, und p. 733 anstatt Fig. 18 C lesen zu wollen Fig. 18 A.

Es haben sich Hr. Wachsmuth (4 u. 5) und seine Schüler Friederich (6) und Weerth (7) meiner bezüglichen Forschungen angenommen. Da sie in wesentlichen Dingen zu anderen Erklärungen kommen als ich und da sie namentlich der T-Lamelle nicht die fundamentale Wirkung scheinen zu erkennen zu wollen, die ihr meines Erachtens zukommt, glaube ich neues Material zur Feststellung des Geschehens vorlegen zu dürfen. Wachsmuth ist zu der, durch seine ganze Arbeit ziehenden, Ansicht gekommen, daß das Tönen der Labialpfeifen von Schneidentönen, die an der Schneide im Maul der Pfeife unter Mitwirkung der Resonanz erzeugt werden sollen, herrühre. Er (5, p. 489) und Friederich sagen, daß ich bei Labialpfeifen eine T-Lamelle annähme. Ich habe kein Wort geschrieben, das dahin gedeutet werden könnte, sondern im Gegenteil habe ich betont, daß es sich bei *tönenden* Labialpfeifen um eine *völlig andere* Art der Tonentstehung handele, als bei Schneidenklängen. Wegen der raschen Schwingung der O-Lamelle kann sich eine T-Lamelle am Labium der Pfeife nicht entwickeln. Folgende fünf Gründe erschienen in dieser Richtung beweisend.  
1. Das als „lieblich gedackt“ bezeichnete Orgelregister hat die Schneide so weit nach außen sitzen, daß die Lamelle zunächst völlig an der Schneide vorbei bläst. Die „innere Reibung“, also die sekundären Ströme verursachen die Vibratoren der O-Lamelle.  
2. Resonatoren können zum Tönen gebracht werden, wenn man eine Luftlamelle in einem gewissen Winkel in die Mündung hinein bläst. Dabei spielt keinerlei Art von Schneide eine Rolle, sondern wirksam ist nur die innere Reibung.  
3. Ebenso deutlich, wie eine an die Maulöffnung einer tönen den Labialpfeife gehaltene Kerzenflamme im rotierenden Spiegel Schwingungen der O-Lamelle anzeigt, ebenso deutlich läßt sie, an eine im Schneidenton klingende Lamelle gehalten, erkennen, daß bis dicht an die Schneide die O-Lamelle *nicht* schwingt.  
4. Der Ton einer Labialpfeife verlöscht, wenn man innen an deren Hinterwand eine Kerze brennen läßt. Dadurch stört man nämlich den inneren sekundären Strom, der zum Tönen unentbehrlich ist.  
5. Wenn man den äußeren sekundären Strom von der O-Lamelle abhält, verschwindet gleichfalls der Ton, schiebt man eine Platte vom Spalt her bis zu halber Höhe der O-Lamelle vor, so ertönt

bei offenen Labialpfeifen die Oktave. Die Tatsachen 4 und 5 zeigen, daß die sekundären Ströme in der früher von mir dargelegten Weise die Schwingung der Lamelle hervorrufen und unterhalten.<sup>1)</sup>

#### Die Transversallamelle.

Es soll das Vorkommen der T-Lamelle in den eingangs erwähnten Klangarten, die Art ihrer Bewegung und möglichst die Notwendigkeit des Geschehens nachgewiesen werden. Wachsmuth hat den für meine Methodik besonders unbedeutenden Fall einer keilförmigen Schneide hauptsächlich der Untersuchung unterworfen. Ich konnte sein Verfahren, das irgendwie ungenügend sein muß, nicht prüfen. Was seine Photographien eigentlich besagen, kann ich weder selbst erkennen noch der Arbeit entnehmen. Es bleibt also nur übrig, die Transversallamelle und ihre Leistung durch erweiterte Versuche festzustellen und zu demonstrieren.

#### A. Schneidenklänge im Wasser.

Wenn man einem unter Wasser verlaufenden Wasserstrom eine feste Platte entgegenstellt, fühlt man, daß der

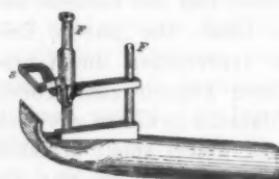


Fig. 1. Rohr zum Anblasen der Resonanz der Mundhöhle. Die Schneide  $S$  wird mit Hilfe der Führungsstangen  $F$  in Richtung der aus dem Spalt des Rohres vordringenden O-Lamelle verschoben.

$\frac{1}{8}$  der natürlichen Größe.

Strom nicht zurückgeworfen wird, wie es in der Luft geschehen würde, sondern daß er an der Wand entlang gleitet. Wird durch das nebenstehend abgebildete Spaltrohr (Fig. 1) einfacher Art ein Wasserstrom von 1 bis 2 Atmosphären Druck geleitet und der Apparat in eine mit Wasser gefüllte Schale gehalten, so entstehen hohe Schneidenklänge, wie es nach der vorher erwähnten Beobachtung zu erwarten war.

Weitere Untersuchungen mit etwas vollkommenerem Apparat

1) Friederich findet eine Rückwirkung des Pfeifentones auf den anblasenden Strom, so daß dieser periodisch wird. Es ist leider nicht (etwa durch Interferenz) festgestellt, daß dabei eine Einwirkung des Tones auf die Flächen des Gefäßes auszuschließen ist; wenn nicht, wäre es die einfachste Erklärung des auffallenden Verhaltens.

ergaben, daß diese Töne sich überhaupt so verhalten wie die Schneidentöne in Luft, nur daß die Tonhöhe etwas rascher mit Entfernung der Schneide vom Spalt zu sinken scheint, als in der Luft. Meine Apparate waren für genaue Untersuchungen zu schwach gebaut. Ich überantwortete den Befund um so lieber der Nachuntersuchung, als wohl überall, wo ein starker Wasserschwall auf Spalten und Kanten stößt, Schneidentöne entstehen werden, die Untersuchung also ausgedehnteres Interesse hat.

Ich denke, daß starke und rasche Flossenbewegungen im Wasser Töne hervorbringen müssen, weil die Flosse als T-Lamelle wirkt. Diese Töne werden so tief sein, daß das menschliche Ohr sie nicht mehr hören kann; aber das Labyrinth und die Gehörsteine der Fische sind so außerordentlich viel größer, als die gleichen Teile bei den Luftbewohnern, daß darin wohl eine Einrichtung zum Hören sehr langsamer Schwingungen vorliegen wird.

#### B. Die Hiebtöne.

Ich habe die Ansicht vertreten, daß die Hiebtöne Lamellenklänge seien. Für den Nachweis der T-Lamelle ist folgendes vorzubringen: 1. Wenn man eine  $\text{CO}_2$ -Lamelle gegen einen Stab strömen läßt, sieht man, daß der Strom an der Seite des Stabes eine T-Lamelle bildet, weiterhin aber in seine ursprüngliche Richtung zurückgeht. 2. Bequemer als durch die Schlieren der  $\text{CO}_2$  wird das Verhalten durch eine Kerzen(nicht Leuchtgas)-Flamme nachgewiesen, die an den Strom aus dem Spaltrohr gehalten wird. Die Flamme wird zunächst durch den sekundären Strom, den die O-Lamelle erzeugt, gegen die Oberfläche des Stabes hingezogen, an der Seite des Stabes zeigt sie einen mehr oder weniger horizontal vom Stab abgehenden Strom, die T-Lamelle, an. Der Rückwand des Stabes genähert geht die Flamme energisch in die vertikale Richtung zurück, weil die Luft an dieser Stelle durch die Reibung an der T-Lamelle evakuiert wird. 3. Schlägt man mit pfeifender Gerte oder einem Stock an einer Kerze in Richtung von deren Längsachse vorbei, so bemerkt man, daß die Flamme sehr energisch von dem Stock fortschlägt, dann fast augenblicklich umkehrt und lang andauernd sich der Bahn zuneigt, durch die der Stock gegangen ist. Erstere Bewegung

ist am einfachsten auf die T-Lamelle zu beziehen, letztere zeigt an, daß ein sehr erhebliches Vakuum hinter dem Stock entsteht, das sich nur langsam ausfüllt. 4. Wenn man einen



Fig. 2. Querschnitt des mit einem Papierflügel überklebten Stockes S.

Spazierstock so mit einer Lamelle recht dünnen Papiers beklebt, wie es Fig. 2 zeigt, und dann den Stock *genau senkrecht* gegen die vordere, dem spitzen Winkel entsprechende, Papierfläche durch die Luft schlägt, so erfolgt schon ein hoher Pfeifton bei einer Geschwindigkeit, bei der der Stock selbst noch weit davon entfernt ist, zu tönen.

Dies alles dürfte genügender Beweis für das Vorhandensein und die Wirksamkeit einer T-Lamelle bei Hieb tönen sein. Wenn der Raum mit kleinen elastischen Kugeln ziemlich dicht erfüllt ist, werden sich diese Kugeln bei dem Hieb vor dem Stock anhäufen müssen, weil sie am Abprallen durch die vor dem Stock liegenden Kugeln sehr bald gehindert werden, erst bei  $\pm 45^\circ$  seitlich von der Vorderkante des Stockes werden die Molekel so abprallen, daß sie in den Raum hinausfliegen können. Diesen Molekeln werden sich dann die vor dem Stock zusammengedrängten Molekeln beimischen, so daß eine etwas kompaktere T-Lamelle entsteht. Bei deren Schwingung müssen Luftballen gebildet werden.

Bei dem Flugton der Insekten liegt die in periodische Verdickung gebrachte O-Schicht unter der aktiv bewegten T-Lamelle, den Flügeln. Es ist klar, daß die Flügelschläge nicht etwa an jedem Knotenpunkt der Molekularwelle erfolgen können, weil die Welle viel zu rasch dem Insekt vorausseilt. Es werden auch hier zunächst periodisch Massenanhäufungen erzeugt, die dann Molekular- und Massenwellen bewirken.

#### C. In die Gasflamme eingeblasene Transversallamelle.

In meinen früheren Arbeiten habe ich mich mit diesem Fall eingehend beschäftigt, aber meine Darstellung in (2) ist schwerfällig. Ich kann dem jetzt mit Hilfe der Ultraamplitudestellungen abhelfen und damit zugleich einen Einblick in das Geschehen geben, der für Späteres nützlich wird. Wenn man eine Luftlamelle in eine etwa dreimal rascher fließende Gas-

flamme bläst, beginnt diese zu tönen und zeigt das in (1), Fig. 13) gezeichnete Bild, d. h. den Hiatus bei  $H$  in der nachstehenden Fig. 3 mit schwach glühendem Gase ausgefüllt. Verstärkt oder verringert man die Geschwindigkeit des Luftstromes, so wird der Ton entsprechend höher oder tiefer. Geht man in diesen Richtungen ein wenig zu weit, so hört die Flamme auf zu tönen und lässt sich in den entsprechenden Stellungen, die ich als *Ultraamplitüdenstellung* bezeichne, bequem photographieren. Die Umrisse der beiden so gewonnenen Photographien sind in Fig. 3 ineinander gezeichnet worden. Man kann danach die Bewegung, die die T-Lamelle und die Flamme beim Tönen machen, konstruieren. Der T-Strom trifft auf die Flamme zwischen  $b$  und  $p$ , hier wulstet sich die besonders stark erglühende Flamme vor. Der Wulst bei  $b$  weist auf eine starke Gasstauung hin, um so stärker, als die hier, wegen der Langsamkeit ihres Stromes, nach oben abgelenkte T-Lamelle sehr viele Leuchtgasmoleköl wegen des als „innere Reibung“ bezeichneten Molekulauraustausches mit sich reißen muß. Der T-Strom dringt weiterhin tief in die Flamme ein und läuft bis in die hintere obere Spitze des Hiatus, wo man ihn nicht weiter verfolgen kann. Der Luftstrom kühlt das Gas unter seine Leuchtwärme ab, weshalb der Raum bei  $H$  dunkel erscheint, trotzdem eine erhebliche

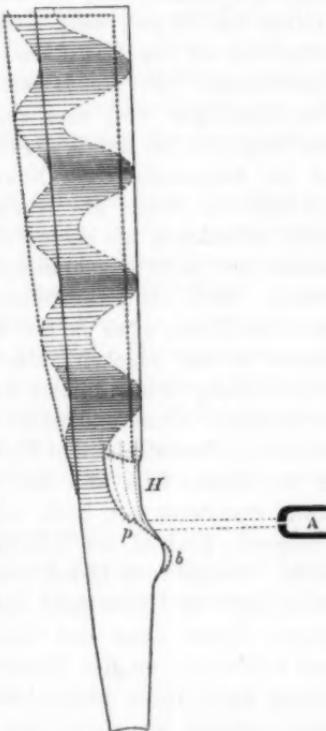


Fig. 3. Umrisse einer Rundflamme; der ausgezogene Umriss gibt das photographische Bild der Flamme in der negativen Ultraamplitüdenstellung, die grob punktierte Linie das Bild in positiver Ultrastellung.  
 $H$  dunkler Hiatus in der Flamme,  
 $b$  Vorwulstung der Flamme,  $A$  Spaltrohr, die Richtung der aus ihm blasenden Luft ist angedeutet.

Menge Leuchtgas durch ihn hindurch strömt. Dies Gas entzündet sich wieder über dem Hiatus und bildet dessen lebhaft grünblau leuchtende Deckschicht. Bläst man die Flamme aus einer CO<sub>2</sub>-Bombe an, so wird der Ton viel tiefer und der Hiatus viel höher, wohl weil der Strom in diesem Fall viel kälter ist als der Luftstrom. Das von mir in (1) berichtete Durchblasen der Gasflamme beruht auf dieser Abkühlung. Das Leuchtgas wird auch seinerseits durch den Luftstrom in der Diagonale der Kräfte abgelenkt. Bei dem stärkeren T-Strom ist die Ablenkung nach links viel bedeutender als bei dem schwächeren Strom, aber auch hier zeigte sich noch eine deutliche Ablenkung, als diese Flammenphotographie mit der Aufnahme der nicht angeblasenen Flamme zur Deckung gebracht wurde. Tritt die Labilstellung ein, so verengt und erweitert sich der Hiatus etwa in der Weise, wie es die fein punktierten Linien in ihm anzeigen. Um den Übergang von der positiven Ultrastellung in den labilen Zustand zu verstehen, ist folgendes zu beachten. Unter und hinter dem Hiatus ist das Leuchtgas komprimiert, oberhalb besteht Verdünnung, also Zug der T-Lamelle in die Höhe, teils weil der Gasdurchtritt durch den Hiatus etwas erschwert sein muß, teils weil der oben links im Hiatus erfolgende Eintritt der T-Lamelle in die Flamme evakuierend wirkt. Sobald der Druck der T-Lamelle etwas abgeschwächt wird, muß die Hinterwand des Hiatus etwas steiler nach oben gehen. Dann kann das Gas aus dem Wulst bei  $b$  leichter und reichlicher an der Hinterwand des Hiatus, diese wellenförmig nach vorne ausbuchtend, entweichen. Es geht dann desto weniger Gas durch den Hiatus nach oben, so daß der negative Druck an der Decke des Hiatus steigt, dies um so mehr, als die Evakuation weiter nach vorn verlegt wird. Die T-Lamelle wird also um eine große Strecke, jedoch bei weitem nicht ganz der negativen Ultrastellung genähert. Daher kann das Gas reichlich aus dem Wulst entweichen; das gestattet aber der T-Lamelle wieder von unten her in den Hiatus vorzudringen. Es kommt bei diesem Vorgang, also bei der Labilstellung, auf die relativen Geschwindigkeiten an, die, wie das meiner früheren Arbeit zu entnehmen ist (2), das Verhältnis der Geschwindigkeiten 1:2,5 bis 3 haben. Die Spitze in der Flamme bei  $p$  kann ich zu meinem größten Bedauern nicht

recht erklären. Die Schwingung der T-Lamelle ähnelt der Schwingung der aufschlagenden Feder einer Zungenpfeife, denn sie geht nicht, wie bei einer durchschlagenden Feder über die Ruhelage hinaus. Denkt man sich die strömende Luft von einer dünnen Hautröhre umhüllt und mit deren Hilfe krumm gebogen, so wird sie, freigegeben, nicht durch den Nullpunkt pendeln, sondern nur sich gerade strecken, weil die Deviation nur Massen betroffen hat, die fortfliegen und die Streckung lediglich durch die nachrückenden Massen geradeaus fliegender Molekel erfolgt.

Die der Diagonale der Kräfte entsprechende Verschiebung der Molekel des Leuchtgases führt zu dem in Fig. 3 gezeichneten schraffierten Flammenbild, wenn von der positiven Ultraamplitude ausgegangen wird. Man erkennt 1. eine laufende Welle; 2. eine Verdichtung und 3. eine Verdickung. Für die Entstehung der Molekularschwingungen halte ich die Welle für wirkungslos, die Verdichtung für wenig wirksam, nur die Verdickung im Anfang ist für die Klangerzeugung unerlässlich. Die Wellenbewegung kommt nämlich für die Sirene nicht in Betracht und bei den Schneidentönen im Wasser kann nur die Verdickung wirksam sein.

#### D. Die Gasreibungsklänge.

Diese von Tyndall entdeckten Klänge entstehen leicht, wenn man aus einem Doppelspalt einerseits brennendes Gas, andererseits mit größ-

erer Geschwindigkeit Luft ausströmen lässt. Es wird dann, wie ich finde, eine schön leuchtende T-Lamelle deutlich sichtbar. Wird die Fläche der musizierenden Flammenlamelle betrachtet, so sieht man einen grünblau leuchtenden Bogen, während die übrige Fläche der Flamme nur schwach blau leuchtet.

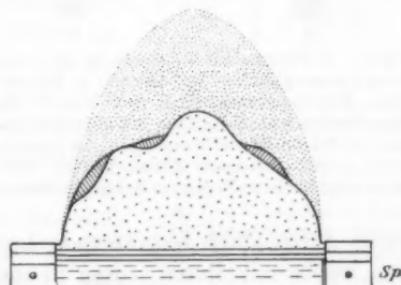


Fig. 4. Leuchtbogen, gezeichnet nach einem photographischen Negativ. Bei Sp. liegt der Doppelspalt. Der Leuchtbogen der Flamme hat an drei Stellen einen doppelten Kontur. Unter dem Bogen leuchtet die Flamme sehr schwach, oberhalb des Bogens etwas stärker, was durch die Punktierung angegedeutet werden soll. Nat. Gr.

Der Bogen röhrt lediglich von der T-Lamelle her, die auch hier wieder in Ultraamplitude ruhend und in labiler Lage schwingend auftreten kann. Wo die Leuchtkette doppelt ist, röhrt das davon her, daß die Lamelle schwingt und die Flamme tönt. Der unregelmäßige Verlauf des Bogens röhrt zum Teil von Unregelmäßigkeiten der Spalten her, die aber so gering sind, daß der Mechaniker sie nicht beseitigen konnte. Die Seitenansicht des Leuchtbogens zeigt je nachdem die schwingende oder in Ultrastellung befindliche T-Lamelle. Die photographischen Linsen geben keinen guten optischen Durchschnitt, weil auch die Bogenteile vor und hinter dem Durchschnitt, den man haben will, mit abgebildet werden. Sogar das menschliche Auge gibt keinen genügend feinen Durchschnitt, so daß es erst weiterer Studien bedurfte, um das photographische Bild, das nach dem Negativ in der Fig. 5 wiedergegeben wird, als Durchschnitt zu kopieren. Ein guter optischer Durchschnitt

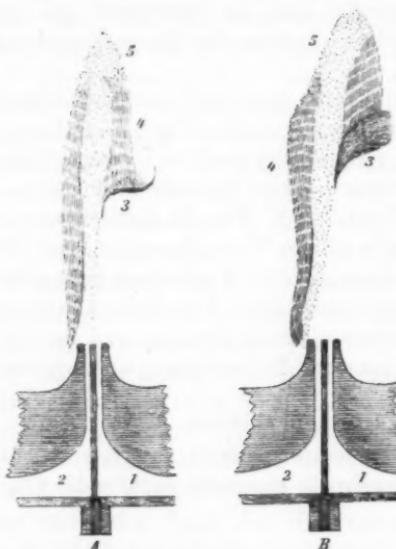


Fig. 5. *A* Flamme mit T-Lamelle in der negativen Ultraamplitude. *B* T-Lamelle in Schwingung, Flamme tönen. Aus dem Rohr 1 des Doppelspaltes kommt die Luft, aus 2 das Leuchtgas. 3 T-Lamelle, 4 blaue Wand des Leuchtgases, 5 gelb brennende Flammenspitze. Aus etwas vergrößernden Negativen herausgezeichnet.

würde durch stark vergrößernde Linsen erlangt werden, aber man würde mit diesen Linsen in die Flamme hinein kommen, auch zu viel Zeit für die Aufnahme brauchen.

Für den Nachweis der T-Lamelle könnte das Gesagte genügen, aber der Tatbestand ist so auffallend, daß etwas weiter auf ihn eingegangen werden darf.

Wenn man einen Lochbrenner in der Weise, wie es Fig. 6

andeutet, mit einer durch Schrauben zentrierbaren Hülse bis genau zu der Höhe, die die Figur angibt, umhüllt und durch den Brenner Leuchtgas, durch die Hülse Luft mit einem Druck von etwa 40 mm Wasser im Gebläse treibt, so erhebt sich die Gasflamme, sobald die Zentrierung sehr genau geworden ist, hoch über den Brenner und bildet eine blau leuchtende, rauschende Flammenwolke in der Luft. Vermindert man den Luftdruck oder vermehrt man den Gasdruck vorsichtig, so entsteht eine normale Rundflamme, aber diese stellt sich hoch über den Brenner frei in der Luft schwebend, so wie es die Fig. 6 zeigt.

Dem Bilde ist zu entnehmen, daß die Flamme genau in der Höhe beginnt, wo der mit Luft gemischte Gasstrom mit derselben Geschwindigkeit nach oben geht, mit der die Entzündung der Mischung nach abwärts fortschreitet; die leuchtende Randlinie ist in dem Sinne eine *isodrome Linie*. Da an dieser Linie die T-Lamelle entsteht, so dürfte der Vorgang so zu deuten sein, daß die plötzliche Erhitzung mit einer Verdichtung verbunden ist, die einen Teil des Gases den geraden Aufstieg erschwert und es seitlich in die Lufthülle hinein treibt. Dabei wäre noch die innere Reibung zu berücksichtigen, doch das würde mich zu weit führen.

Daß die Leuchtdlinie in Fig. 4 eine Isodrome ist, kann jetzt nicht verkannt werden. Regelmäßiger und instruktiver gestalten sich die Kurven, wenn man die Spalten viel kürzer macht und *zwei* Spalten für die Luft-



Fig. 6. 1 Lochbrenner.  
2 Hülse um den vorigen für  
Gebläseluft. 3 Rand der über  
dem Brenner schwebenden  
Flamme, stark grünblau leuchtend,  
von ihm abgehend schwache T-Lamelle in negativer Ultraamplitude.  
4 Dunkel brennender Gasmantel.  
5 Flammenkern, nicht leuchtend,  
darüber gelb leuchtende  
Flamme.

lamelle anbringt, so daß ein Dreifachspalt entsteht. Man kann dann den Luftstrom auf den Seiten des Gasstromes gleich stark oder auch verschieden stark machen, indessen haben die T-Lamellen Neigung isochron zu schwingen.

Die Flächen unter den Isodromen sind vollständig dunkel, woraus folgt, daß die T-Lamelle, die ich nur an dem Gipfel der Isodromen sehe, plötzlich in dem dunklen Raum aufleuchtet. Die Kurven sind je nach der Geschwindigkeit von

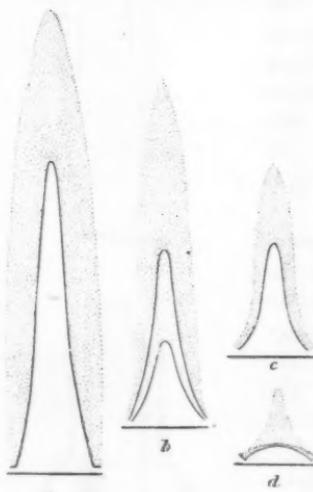


Fig. 7. Isodrome Kurven nach 1,6 mal vergrößerten Negativen gezeichnet. In *a*, *c* und *d* war der Luftstrom beiderseits gleich stark, in *b* war er auf der einen Seite stärker als auf der anderen.

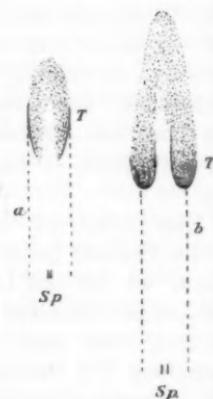


Fig. 8. Querschnitte der Gaslamelle. *Sp.* der Spalt für das Gas, *T* die T-Lamelle auf beiden Seiten der Gaslamelle und nahe in gleicher Höhe. In *a* *b* T-Lamelle in positiver, in *c* *d* in negativer Ultraamplitude. Kontur des dunklen Gasstromes gestrichelt.

Gas- und Luftstrom verschieden, und wenn ein Ton, entsteht ist er bei den hohen Kurven höher als bei Fig. *d*, wo ein leiser Ton von unter 100 Schwingungen zu entstehen pflegt. Die Spalten waren bei Herstellung dieser Figuren 0,3 mm weit und 8 mm lang, standen nahe 2 mm auseinander. Da die Gaslamelle an der Wurzel durch die Reibung etwa auf das Zehnfache auseinander gezogen wird, scheidet sie an ihrer Basis viel saure Flüssigkeit ab, die rasch die Spalte verschließt. Ich habe daher Rillen um die Spalte legen lassen, doch dürfte

Erhitzung des Spaltrohres auch dienen können. Man kann bei diesen schmalen Lamellen recht gute Querschnitte erhalten, wie die vorstehende Fig. 8 zeigt.

In dieser Figur sind die Ultrastellungen durch Veränderungen des Gasdruckes gewonnen, daher ist die Flamme bei der positiven Ultrastellung kleiner als bei der negativen Stellung. Zwischen beiden Lagen findet sich die Labilstellung, die einen großen Teil der musikalischen Skala umfaßt.

Die Bildung und die Tätigkeit der T-Lamelle hängt mit der Reibung zwischen den Lamellen zusammen. Bei der Entzündung des gut mit Luft gemischten Leuchtgases wird eine starke Hitze entwickelt und dementsprechend ein momentaner Druck, also eine Verdichtung, die zu einer Anhäufung von Gas unter der Lamelle führen muß. Tritt die Labillage ein, so wird die Anhäufung und deren *Entzündung* periodisch werden, weshalb der dabei entstehende Klang relativ stark ist. Dies habe ich nicht weiter verfolgt, weil für den vorliegenden Zweck die Tatsache genügt, daß eine T-Lamelle sichtbar wird und daß man sieht und hört, wie ihre Schwingung und die Entstehung eines Klanges untrennbar verbunden sind.

#### E. Die Schneidenklänge.

In meiner früheren Arbeit (1) habe ich mit Fig. 11 gezeigt, daß sich an einer normal gegen den O-Strom liegenden Schneide die T-Lamelle und deren Schwingung erkennen läßt, wenn aus einem Doppelspalt strömende  $\text{CO}_2$  so die Schneide trifft, daß der Strom von der Schneide aus auf eine vorbei strömende Luftlamelle stößt. Ferner zeigte ich dort in Fig. 7 und 8, daß bei Einlagerung eines Keiles in eine Luftlamelle die erste akustische Bewegung ganz dicht an der Schneide des Keiles und sogar etwas höher als die Schneide sichtbar wird. Dagegen mußte ich sagen, daß ich die Schlierenfigur der  $\text{CO}_2$  am Keil nicht zu deuten vermöge. Da Wachsmuth, der gerade letzteres Problem weiter verfolgt hat, keine Transversallamelle gefunden hat, und da zunächst nicht einzusehen war, wie überhaupt an einem Keil eine T-Lamelle entstehen und arbeiten kann, habe ich meine Untersuchungen mit Hilfe des in Fig. 9 abgebildeten Apparates weiter geführt.

Die Röhren (Fig. 9, 10 u. 12) wurden mit einem U-förmigen

Manometer verbunden, dessen Schenkel etwa  $70^{\circ}$  gegen die Vertikale geneigt lagen. Die Ablesung des Menikus geschah durch etwa 5 mal vergrößerndes Mikroskop, das durch eine Schraube von 5 mm Gefälle parallel dem Schenkel des Manometers verschoben wurde und 0,01 mm abzulesen gestattete. Für die

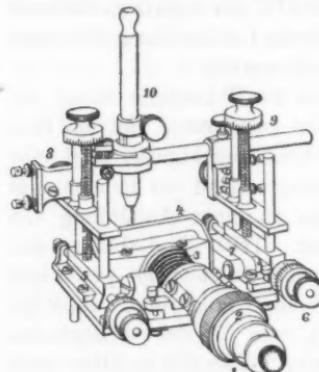


Fig. 9 A.

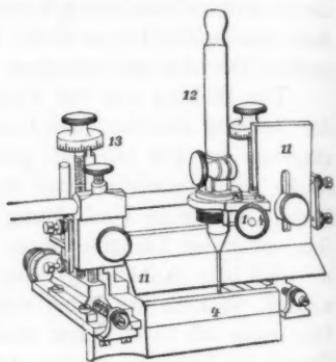


Fig. 9 B.

Fig. 9 A. Ansicht von dem Rohr 1 zum Einblasen aus aufgenommen. Fig. 9 B. Ansicht von der Spaltseite aus. Die X-Achse verlasse in Richtung des Rohres, die Y-Achse in Richtung der aus dem Spalt fließenden Luft, die Z-Achse liege in Richtung der Länge des Spaltes. 1 Öffnung des Rohres. 2 Schraubenkopf mit Teilung zur Verengung des Spaltes. 3 Spiralfeder für die Einstellung der Spaltweite. 4 Spalt. 5 Schlitten der linken Seite für die Führung der Schneide in der Richtung X. 6 Geteilter und mit Nonius versehener Schraubenkopf für den Schlitten der rechten Seite. 7 Drehachsachse in Richtung der Z-Achse, um den Schlitten mit Hilfe der Spannschrauben über 9 A genau parallel der X-Achse stellen zu können. 8 Platte zum Anschrauben der Schneide 11, mit Schrauben zur genauen Parallelstellung mit dem Spalt. 9 Stange, die die Röhre 10 u. 11 zu tragen hat, befestigt an dem Schlitten der rechten Seite. 10 Röhr mit Seitenloch. 12 Röhr mit Endloch, beide Röhre haben den gleichen Wert von Z in bezug auf den Spalt, sind im übrigen mit Hilfe des Schraubekopfes 14 um ihre Längsachse drehbar. 13 Schraubenkopf für die Bewegung der Röhren parallel der Y-Achse. Die Einheit der Teilungen ist 0,01 mm. Länge des Spaltes beträgt 6 cm. Da feine Einstellungen erforderlich werden, hätte der ganze Apparat etwas solider sein sollen, die Einstellung der Schlitten parallel der X-Achse ist etwas grob und unbequem. Die Röhren müssten verschieden geneigt eingestellt werden können, was jetzt nicht der Fall ist.

vorliegende Arbeit genügt die Ablesung bis 0,1 mm. Das Manometer wurde mit Äthyläther beschickt und hatte an den Enden Erweiterungen, die mit Äther gefüllt wurden und die Verdunstung der Flüssigkeit im Rohr genügend verhinderten. Das Rohr 12 trägt an seinem Ende die Öffnung. Diese war

ursprünglich so eng, daß die Luft bei den geringen, hier in Frage kommenden Druckhöhen, d. h. unter 20 mm Äther, nicht hindurchging, es mußte der Endgang auf 0,8 mm erweitert werden, doch dürfte die adhärierende Luftschicht diese Weite sehr verringern. An Orten, wo die Kurve regelmäßig und fast gerade abfällt, dürfte der gefundene Druck dem tatsächlichen Druck des eingestellten Ortes nahe entsprechen, an dem Gipfel der Kurve des Druckes in der O-Lamelle wird die Lesung immer etwas zu klein sein. Vor dem Loch wird zwar eine T-Lamelle liegen, aber da diese nach den Seiten freiesten Abfluß hat, wird die Druckminderung durch diese kaum in Betracht kommen. Das Seitenlochrohr 10 hat eine 0,3 mm große Öffnung an senkrecht abfallender Wand. Ist die senkrechte Stellung durch Umlage um  $180^\circ$  gesichert, so sollte man erwarten, durch dieses Rohr Aussagen über die Größe der inneren Reibung zu erhalten, denn man bringt durch dasselbe eine ruhende Luftschicht an die bewegte Lamelle heran. Leider entsteht unter dem Rohr unvermeidlich eine T-Lamelle und diese evakuiert das Rohr in schwer zu bestimmender Weise über das Maß der inneren Reibung hinaus. Man kann daher von den Anzeigen eines *negativen* Druckes in der Lamelle keinen Gebrauch machen, wohl aber werden die Aussagen des Seitenlochrohres beweisend, wenn ein *positiver* Druck angezeigt wird.

Die richtige Einstellung und Führung in der O-Lamelle wird wie folgt gesichert. Man nimmt den Druck etwa 0,2 bis 0,3 mm seitlich von der Mitte entfernt 0,5 mm über den Spalt und bewegt dann das Endlochrohr so weit über die Mitte hinüber, bis man wieder denselben Druck erreicht hat. Daraus berechnet sich dann die Mitte und es wird untersucht, wo die Mitte in 10 mm Höhe über dem Spalte liegt. Der halbe Fehlerbefund wird mit Hilfe der Spannschrauben korrigiert und dann die Untersuchung noch einmal ausgeführt. Wenn das Druckmaximum etwa 100 bis 120 mm beträgt, fällt der Druck seitlich innerhalb der Breite von 0,1 mm um 10 bis 20 mm, man muß also eine Einstellung von 0,001 mm machen können, um den Anforderungen zu genügen. Weil die Einstellung der Spannschrauben etwas grob und unbequem war, habe ich nicht feststellen können, ob der Oktavenumschlag, auf

den Wachsmuth so hohes Gewicht legt, eine Folge von ungenauer Führung, von Wirbeln oder von Unsymmetrie des Keiles sei, oder ob er theoretisch notwendig ist.

8,811 mm meines Äthermanometers waren gleich 1 mm Wasserdruk. Da nach Bunsen 1 cm<sup>3</sup> Wasser = 773 cm<sup>3</sup> Luft wiegt, so wird eine Luftsäule von 773 mm bei normalem Luftdruck und 0° C. einer Äthersäule meines Manometers von 8,811 mm Höhe das Gleichgewicht halten. 1 mm dieser Äthersäule entspricht daher einer Luftsäule von  $773 / 8,811 = 87,74$  mm Höhe, die genannte Dichte überall in dieser Säule vorausgesetzt. Ich rechne 2 g für hiesiges Institut zu 18632,2 mm

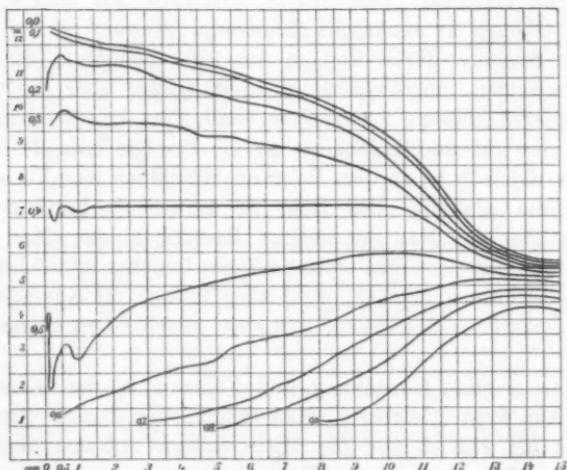


Fig. 10. Geschwindigkeiten von den Stromfäden einer Luflamelle, die in der Mitte und 0,1, 0,2 bis 0,9 mm seitlich von der Mitte liegen, verfolgt in dem Abstand 0 bis 15 mm.

und habe also, um den Druck in Geschwindigkeit umzurechnen den Ansatz:

$$\sqrt{d \cdot 87,74 \cdot 18632,2} = v \quad \text{oder} \quad \lg \sqrt{d} + 3,0673 = \lg v,$$

wo  $d$  den Druck und  $v$  die Geschwindigkeit bedeutet. Da die Beobachtungen fast immer im Lauf eines Vormittags beendet waren, erschienen Reduktionen für Barometer und Temperatur nicht erforderlich.

Um das Verhalten des Schneidenklanges zu studieren, wird

es nötig, die Struktur der O-Lamelle zu kennen. Ich habe für die Spaltweiten 0,28, ferner 0,52 und 0,1 mm die Geschwindigkeiten festgestellt bei Maximalgeschwindigkeiten von 12 bis 15 m die Sekunde. Fig. 10 gibt eine stark verkleinerte Darstellung der Geschwindigkeiten der Lamelle aus dem Spalt von 0,52 mm.

Es ist der Verlauf der Geschwindigkeit in der Mitte der Lamelle, dann seitlich in den Abständen von der Mitte gleich 0,1, 0,2, 0,3 mm etc. in Ordinaten, deren numerischer Wert in der Y-Achse zu ersehen ist, angegeben. Dabei wird angenommen, daß die Lamelle beiderseits von 0 symmetrisch sei, was nur annähernd zutrifft. Die Zahlen an der X-Achse geben die Entfernung von dem Spalt an, in denen die bezügliche Geschwindigkeit gefunden wurde. Da in der Y-Achse 5 mm den Wert von 1 m, in der X-Achse den Wert von 1 mm bedeuten, so leidet die graphische Darstellung an erheblicher Verzerrung. Als typisch für das Verhalten in der O-Lamelle läßt sich folgendes angeben. 1. In etwa 0,5 mm Entfernung vom Spalt erreicht die Lamelle über die doppelte Breite des Spaltes. 2. Die Unterschiede der Geschwindigkeiten sind in der Mitte der Lamelle erheblich kleiner, als an deren Außenwand. 3. Die Unterschiede der Geschwindigkeiten verringern sich erheblich mit der Zunahme der Entfernung vom Spalt. 4. Die mittleren Lamellen, soweit sie der Breite des Spaltes entsprechen oder nur wenig darüber hinausgehen, nehmen fortwährend an Geschwindigkeit ab, mit besonderer Beschleunigung in einer etwa 20fachen Breite des Spaltes entsprechenden, übrigens wohl auch von der Anfangsgeschwindigkeit umgekehrt abhängigen Entfernung. 5. Die jenseits der Spaltbreite liegenden Stromfäden erhalten zunächst eine Vermehrung ihrer Geschwindigkeit infolge der inneren Reibung, weiterhin nimmt dann auch ihre Geschwindigkeit ab. 6. Die benachbarten Schichten ruhender Luft werden allmählich mit in die Bewegung hineingerissen, dadurch verbreitert sich die O-Lamelle, so daß z. B. die Lamelle aus 0,28 Spaltweite in 14 mm Entfernung vom Spalt eine Breite von 4 mm gewonnen hat. 7. Die Geschwindigkeitsunterschiede gleichen sich immer mehr aus, je weiter sich die Lamelle von ihrer Wurzel entfernt. 8. Die Lamelle enthält Wirbel, wie schon Hr. Rubens mir gegenüber auf der Naturforscherversammlung in Kassel

betonte. Man erkennt das Vorkommen von Wirbeln daran, daß der Gang der Geschwindigkeiten Wellen zeigt, die wohl nur dadurch erklärt werden können, daß durch mitlaufende oder entgegenlaufende Wirbelströme die Geschwindigkeiten erhöht oder herabgesetzt werden. Sonderlich störend scheinen diese Wirbel, die bei Verschmälerung des Spaltes etwas verstärkt auftreten, nicht zu sein. Die Wirbel entstehen, weil sich die Lamelle, sobald sie den Spalt verläßt, ausbreitet. Die höchst unregelmäßigen Veränderungen der Geschwindigkeit, die in Fig. 10 im *Beginn* der Kurve auftreten, haben keine reelle Bedeutung, sondern sind nur dahin zu verstehen, daß die Luft in verschiedenen Richtungen an dem Lochrohr vorbei gestrichen ist.

Mit Hilfe des Seitenlochrohres ist es leicht, eine Bestätigung und Erweiterung des von mir(1) an den  $\text{CO}_2$ -Schlieren bezüglich der T-Lamelle Ermittelten zu gewinnen. Es wurde eine horizontal liegende Schneide bis in die Mitte einer O-Lamelle vorgeschoben und dann das Seitenlochrohr so vor dieser Schneide orientiert, daß die Öffnung gegen die Schneide gerichtet war. Es mußte also statt des sonst vorhandenen starken negativen Druckes ein positiver Druck auftreten, wenn eine T-Lamelle entstanden war und in das Seitenloch hineinblies. Das Resultat eines der Versuche ist folgendes.

Tabelle I.

Spalt 0,52 mm. Schneide 4,5 mm über Spalt. Wasserdruck im Gebilde 47 mm.  $B = 764 \text{ mm Hg. } t = 17^\circ$ .

Höhe der Öffnung über dem Spalt in mm	2,5	3	3,5	4	4,1	4,12	4,16
Druck in der freien Lamelle	-21,4	-21,8	-21,8	-21,4	—	—	—
Druck bei vor- geschobener Schneide	-21,0	-18,0	-18,6	+ 0,4	+ 4,2	5,2	8,0
Höhe der Öffnung über dem Spalt in mm	4,20	4,24	4,28	4,32	4,36	4,4	4,44
Druck in der freien Lamelle	—	—	—	—	—	—	—
Druck bei vor- geschobener Schneide	9,2	10,2	11,2	10,2	9,0	7,6	6,0

Tabelle I (Fortsetzung).

Höhe der Öffnung über dem Spalt in mm	4,48	4,50	4,6	4,7	4,8	4,9	5,0
Druck in der freien Lamelle	—	-20,0	—	—	—	—	-19,7
Druck bei vor- geschobener Schneide	5,4	5,2	4,6	+2,0	-1,0	-1,9	- 1,2

Die horizontale Komponente der T-Lamelle erreicht also in vorliegendem Fall, der übrigens für jedes 0,01 mm verfolgt wurde, 0,2 mm unter der Schneide ihr Maximum, ein Einfluß der T-Lamelle beginnt schon 2 mm unter der Schneide sichtbar zu werden. Die weitere Verfolgung in die tönende Lamelle hinein hat hier kein Interesse. Bei einer um  $45^\circ$  geneigten Schneide, die 670 Schwingungen bewirkte, war das positive Druckmaximum 15,3 mm, wo sich ohne Schneide im O-Strom -12,6 mm fand. Der Geschwindigkeitsdruck bei zurückgezogener Schneide in der Mitte war 93,3 mm. Die T-Lamelle machte sich auch in diesem Fall 2 mm unter der Schneide merkbar. Bei einer Keileinlage (Keilwinkel  $2^\circ 28'$ ) war die Druckkomponente 2,8 mm, während an dieser Stelle ohne Einlage -4,0 mm und ein Geschwindigkeitsdruck von 66 mm gemessen wurde. Ich kann meine Röhren nicht nahe an die Keilschneide heranbringen, dies erklärt die Kleinheit der gefundenen Werte, die aber dennoch das Vorhandensein einer T-Lamelle *völlig bestätigen*. Der Ort des Maximums lag etwa 0,3 mm über der Schneide, entsprechend den in (1) gegebenen Figg. 7 u. 8. Die T-Lamelle biegt sich etwas nach oben; auch an der Schrägschneide lag das Maximum etwas über der Schneide.

Die Entstehung der T-Lamelle am Keil dürfte durch die *Reflexion elastischer Moleküle* erfolgen.

Sei *K* (Fig. 11) der in den O-Strom eingelagerte Keil, so werden die mittelsten Stromfäden von ihm in der gezeichneten Richtung reflektiert werden. Würden diese Stromfäden undurchdringlich sein und sich wie feste Wände verhalten, so würde der benachbarte und der nächstfolgende Stromefaden so reflektiert werden, wie es die Fig. 11 auf der linken Seite zeigt. Die Reflexion würde nämlich eine rechtwinklige Abknickung zum

O-Strom nicht überschreiten können, denn die weiter seitlich liegenden Fäden würden in sich selbst reflektiert werden und jene Abbiegung dem Strom entgegen, wie sie auf der rechten Seite vom Keil gezeichnet ist, nicht gestatten. Die reflektierten Fäden oder Lamellen sind ohne Zweifel nicht als feste Wände

zu betrachten, sondern werden teilweise durch die auftreffenden Seitenlamellen durchsetzt, teilweise durch sie abgelenkt werden. Auf der rechten Seite in der Zeichnung habe ich angenommen, daß durch diese Verhältnisse der Reflexionswinkel halbiert werde, aber auch dies führt rasch dazu, daß eine T-Lamelle sich zu bilden beginnt,

dann bald durch Anprall und Rückstauung verstärkt werden muß. Es ist zu bedenken, daß die mittleren Fäden eine größere Geschwindigkeit haben als die seitlichen. Die in ersteren fliegenden Moleküle treffen also die Moleküle der Seitenlamellen von *hinten* her, diese werden also nicht nur abgelenkt, sondern auch etwas beschleunigt werden. In den Seitenteilen der O-Lamelle werden die Moleküle rückwärts reflektiert werden, es wird hier also zunächst die Luft verdichtet werden. Wenn die Schneide sich vom Spalt entfernt, nimmt der Geschwindigkeitsunterschied zwischen den lateral aneinander liegenden Stromfäden ab. Es scheint mir, daß infolgedessen der Reflexionswinkel kleiner werden muß, so daß die T-Lamelle sich lateral weiter erstreckt, also *länger* wird und *daher* der Ton sich erniedrigt.

Nach meiner Darstellung muß auf der Keilfläche selbst eine Evakuierung durch die T-Lamelle, also ein luftverdünnter Raum entstehen; das wird ersichtlich, wenn man die Fläche des Keiles mit Wasser bedeckt. Sobald ein Ton angeblasen wird, hebt sich die Wasserfläche in der Nähe der Schneide etwas empor.

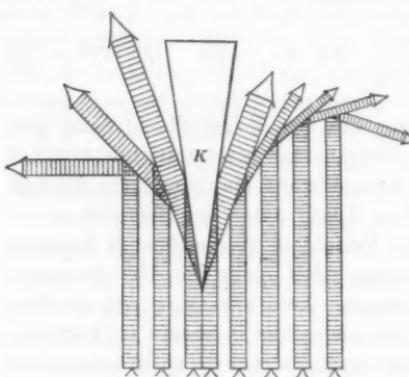


Fig. 11.

Das Verhalten der O-Lamelle unter der Schneide werde ich in Tab. III geben, die Öffnung meines Endlochrohres ließ sich nur *0,3 mm* neben der Schneide führen. Hier erhöht sich, je nach der Tonhöhe verschieden, aber jedenfalls recht bedeutend der Druck in der Lamelle, wie die nachfolgende Tabelle II p. 858 zeigt.

Die Unregelmäßigkeiten des Ganges der Zahlen möchte ich auf Wirbel beziehen, im übrigen zeigt sich eine erhebliche Verlagerung der Druckwerte, die mindestens von 2 mm unterhalb der Schneide an, gegenüber den Werten, die sich ohne Einlagerung der Schneide finden, erheblich steigen. Die Größe und der Gang der Steigerung scheint von der Form der T-Lamelle abhängig zu sein. Die längere und in horizontaler Richtung stehende T-Lamelle des Grundtones verlagert die Linien stärkeren Druckes der O-Lamelle weiter lateralwärts als die kürzeren und mehr vertikal gestellten T-Lamellen der Klänge mit Obertönen.

Es ist nicht ganz sicher, ob die Tab. II ganz richtige Aussagen gibt, weil der Strom aus langen Spalten ähnlich, wie es die Isodrome in Fig. 4 zeigt, ungleichmäßig ist. Wenn man bei engem Spalt mit einem Kartenblatt, sei es Teile des Spaltes, sei es Teile der Schneide wechselnd deckt, erhält man ein ganzes Konzert von Klängen. Dadurch erklärt sich, daß ich früher von acht verschiedenen Klängen berichtet habe, die auftreten, während der Grundton durch Entfernung der Schneide vom Spalt sinkt. Ich kann aus dem angegebenen Grund nicht *sicher* sagen, daß die Klangänderungen, deren Wirkung die Tab. II zeigen soll, wirklich der Linie angehören, in der das den Druck messende Rohr geführt wurde.

Ich habe ((1) p. 737) für eine Spaltweite von 0,4 mm und eine Lamellenbreite von 1,37 mm angegeben, daß bei dem Ton *g* der Mitte, bei Verschiebung nach der Seite der Ton auf *fis* erniedrigt werde, dann aber auf *cis'*, also etwa eine Quinte, und endlich auf *cis''*, also deren Oktave überspringe. Dies dürfte im Zusammenhang mit der Reflexion der Luftlamellen stehen. Es wird der Teil der Lamelle, der mit größerer lebendiger Kraft begabt ist, den Ton bestimmen. Bei seitlicher Stellung des Keiles verändern sich die Verhältnisse der Reflexion so, daß die medial mehr seitlich vom Keil

Spaltweite = 0,52 mm. Geschwindigkeitsdruck in seiner Mitte bei 0 mm. Entfernung vom Spalt = 124,4 mm.  
 $B = 768 \text{ mm Hg. } T = 18^\circ. \text{ Druck in mm Äthersäule.}$

Tabelle II.

Entfernung von dem Spalt in mm	1,6	1,7	1,8	1,9	2,0	2,1	2,2	2,3	2,4	2,5	2,6	2,7	2,8	2,9	3,0	3,1
Entfernung von dem Spalt in mm	3,2	3,3	3,4	3,5	3,6	3,7	3,8	3,9	4,0	4,1	4,2	4,3	4,4	4,5	4,6	4,7
Druck ohne Schneide	16,0	15,4	15,4	16,8	16,8	14,8	13,6	16,5	16,5	16,0	16,0	14,4	15,4	15,7	16,0	14,4
Druck, Schneide 3,8 mm, tiefer Grundton	24,7	23,4	25,4	27,5	29,6	28,6	28,4	29,5	33,1	34,2	33,6	36,3	35,4	38,5	37,6	37,4
Druck, Schneide 4,0 mm, Oktave	25,6	21,9	24,6	25,4	25,6	24,5	26,2	24,7	27,9	28,5	29,0	28,6	29,5	30,6	30,6	32,0
Druck, Schneide 4,5 mm, Quinte	15,4	14,2	15,4	17,2	16,5	18,6	16,4	19,4	19,0	19,8	20,7	20,3	23,8	25,7	26,2	28,5
Druck ohne Schneide	13,9	15,5	15,2	14,8	14,6	13,6	15,5	14,9	13,9	13,9	13,4	15,6	14,8	14,8	14,8	13,9
Druck, Schneide 3,8 mm, tiefer Grundton	38,3	38,4	37,7	39,9	37,6	40,6	41,3	41,4	41,4	41,6	41,6	45,0	45,8	45,5	45,8	45,8
Druck, Schneide 4,0 mm, Oktave	32,4	33,0	34,0	35,0	35,4	36,7	37,1	37,7	37,6	39,6	46,2	51,9	54,2	55,7	57,8	58,5
Druck, Schneide 4,5 mm, Quinte	28,7	32,5	33,0	34,2	35,5	36,1	36,9	37,3	37,6	37,5	37,4	36,7	36,0	36,3	39,2	45,6

liegenden Lamellen rascher gehen als die unmittelbar am Keil anliegenden. Daher muß die T-Lamelle mehr in die senkrechte Stellung hinüber gedrückt werden, sich also der positiven Ultrastellung nähern und hohe Töne geben. Daß diese Erklärung weiterer Untersuchungen bedarf, kann ich leider nicht verkennen.

Bezüglich der Oktavensprünge Wachsmuths hatte ich ((1) p. 737) gesagt, daß sehr plötzlich, mehr oder weniger stark, ein harmonischer Oberton, Oktave oder Duodecime einsetze, während der Grundton laut oder leise mit der Entfernung der Schneide weiter sinke. Letzteres habe ich p. 735 erhärtet, wo ich dies Absinken von 2,2 mm Schneidenabstand bis 24,57 mm verfolge und den Tonabfall von 4096 durch neun Stufen bis 258 Schwingungen vorfuhr. Selbst wenn ich darin recht behalten sollte, daß es sich bei guter Führung des Keiles nur um *Klangwechsel* handle, ist die Erscheinung auffallend und rechtfertigt den Versuch, zu ihrer Erklärung beizutragen. Wird anstatt eines Keiles ein keilförmiges *Spaltrohr*, dessen Schneide 10 mm lang und dessen Spalt 0,2 mm weit ist, benutzt, so zeigt der Druck in dem Spaltrohr das in nachfolgender Tab. III dargestellte eigentümliche Verhalten.

Tabelle III.

Höhe über dem Spalt in mm	{	3,0	3,01	3,02	3,03	3,04	3,05	3,06
Druck in mm bei Ent- stehung des <i>Grundtones</i>	{	136,2	<b>136,4</b>	134,7	129,7	125,0	124,6	123,9
				126,4	123,9	122,4	122,0	122,4
Höhe über dem Spalt in mm	{	3,07	3,08	3,09	3,10	3,11	3,12	
Druck in mm bei Ent- stehung des <i>Grundtones</i>	{	125,2	122,7	122,1	122,2	121,5	<b>119,9</b>	
		121,6	122,0	121,7	121,7	120,8		
Höhe über dem Spalt in mm	{	3,26	3,27	3,28	3,29	3,30	3,31	
Druck in mm bei Ent- stehung der <i>Oktave</i>	{	114,6	114,3	<b>115,0</b>	110,7	110,1	110,6	
				127,0	128,4	127,8		
Höhe über dem Spalt in mm	{	3,32	3,33	3,34	3,35	3,36	3,37	
Druck in mm bei Ent- stehung der <i>Oktave</i>	{	124,0	<b>124,3</b>	122,8	122,2	120,8	119,6	
		124,2						

Tabelle III (Fortsetzung).

Höhe über dem Spalt in mm	6,08	6,09	6,1	6,11	6,12	6,13	6,14	6,16	6,17
Druck in mm bei Ent- stehung der <i>Duodecime</i>	48,2	48,3	<b>48,4</b>	<b>60,6</b>	59,7	59,5	60,2	59,3	59,2

Sobald der Grundton entsteht, *sinkt* der Druck unter der Keilschneide (in dem vorliegenden Fall um 17 mm), sobald der Oktavensprung eintritt oder der Quintensprung, *steigt* der Druck (im vorliegenden Fall um 10 und 12 mm). Diese Erscheinung wird *konstant* beobachtet bei verschiedener Spaltweite und bei verschiedenem Luftdruck. Die Schwankungen bei dem Entstehen der Sprünge beobachtet man auch neben der Schneide. Wenn die T-Lamelle zu schwingen anfängt, weicht die Luft unter der Schneide nach der Seite hin aus, daher sinkt der Druck unter der Schneide. Bei Vertiefung des Tones legt sich die T-Lamelle mehr und mehr horizontal, treibt also die Luftströmungen immer weiter auf die Seite; wenn dann aber Oktaven- oder Quintenklang entsteht, verkürzt sich die T-Lamelle oder hebt ihre distale Spitze nach oben, entsprechend der Fig. 8, A. Infolgedessen wird der Luftstrom nicht mehr so weit nach außen abgebogen und der Druck unter dem Keil steigt an. Diese Erklärung erweist sich als richtig, wenn man das Verhalten des Druckes *neben* der *geneigten* Schneide, die auch die Obertöne bei nicht völlig genauer Führung in der Mitte gibt, untersucht.

Ich glaube darauf verzichten zu dürfen, die Belegzahlen zu geben.

Wenn man die Schneide in der Höhe eingestellt hat, wo der Klangwechsel erfolgt, so kann man den Grundton oder den Oberton entstehen lassen, je nach dem Anfangsdruck, den man anwendet. Nimmt man starken Gebläsedruck und lässt diesen auf den Untersuchungsdruck sinken, so klingt dauernd der Oberton, geht man von schwachem Druck aus auf den Untersuchungsdruck über, so tönt dauernd der Grundton. Ich habe einen Querschnitt der O-Lamelle 2 mm unter der Schneide (Spalt 0,52 mm) genommen, und zwar mit dem Untersuchungsdruck, mit stärkerem und mit schwächerem Druck. Die Summe

der so gefundenen bez. berechneten Ordinaten der letzten beiden Geschwindigkeitsquerschnitte wurde auf die Summe der Ordinaten der Geschwindigkeit in dem ersten Querschnitt umgerechnet. Diese drei Querschnitte der O-Lamelle sind in Fig. 12 eingezeichnet; die Kurve der Untersuchungsgeschwindigkeit ausgezogen, die Kurve des zu hohen Druckes punktiert, die Kurve, die bei zu niedrigem Druck gewonnen wurde, gestrichelt. Daneben gibt die Linie *O* die Geschwindigkeitskurve an, die neben der abwärts geneigten schaufelförmigen Schneide *11* (Fig. 9, *B*) in Entfernung von 0,3 bis 0,7 mm von der Mitte der Lamelle und von der Schneide gewonnen wurde bei *Oktavenklang*, die gestrichelte Kurve *G* gibt die Geschwindigkeiten an denselben Orten bei den Schwingungen des *Grundtones*. Diese Messungen wurden in gleicher Entfernung von dem Spalt von 0,52 mm Weite ausgeführt, und zwar 3,5 mm über dem Spalt, während die Schneide 4,5 mm über dem Spalt stand.

Es zeigt sich, daß bei dem Oktavenklang die Lamelle *weniger* verbreitert ist als bei dem Grundton, entsprechend der Gestaltung der Kurven, die bei hohem und bei niedrigem Druck entstehen, und entsprechend dem Verhalten der T-Lamelle, die bei hohem Ton kurz ist und mehr aufgerichtet steht, bei tiefem Ton sich mehr normal zur O-Lamelle stellt und wahrscheinlich recht lang in diese hinein wächst. Es handelt sich hier um *Minutien*, die weiter zu verfolgen zurzeit kein Anlaß vorliegen dürfte.

#### Schlußbemerkung.

Die hier behandelte Klangfamilie hat das Charakteristische, daß sie, gänzlich ohne Beteiligung von Resonanz, lediglich durch regelmäßige Folge explosiv in eine ruhig stehende oder ließende Schicht hineingetriebene Massen entsteht, so daß sie

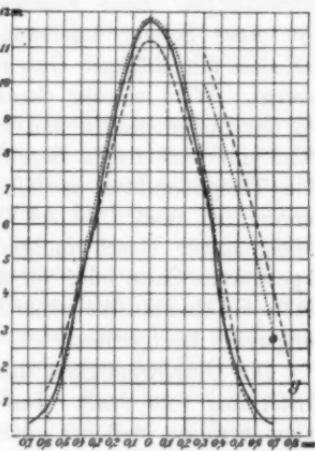


Fig. 12.

füglich als Explosivklänge ebensowohl bezeichnet werden kann, wie eine Familie von Sprachlauten als Explosivlaute bezeichnet wird. Die resultierende akustische Bewegung scheint mir *doppelter Art* zu sein. 1. Es entsteht am Ort der plötzlichen Substanzvermehrung und -verminderung ein  $\pm$  Druck, der sich mit Schallgeschwindigkeit im Raum verbreitet, also eine Molekularwelle bildet. Deren Länge hängt ab von der Häufigkeit, deren Höhe von der Größe der Massenanhäufung. 2. Solange die eingetriebenen Massen nicht durch Reibung ausgeglichen sind, bewegen sich Schwellungen in der Weise vorwärts, wie es Fig. 3, p. 843 oder Fig. 8 in (1) darstellt. Weerth hat das Verhalten gleichfalls gezeichnet; aber die Schwellungen nicht beachtet. Ich möchte solchen Strom mit einer Schnur aneinander gereihter Perlen vergleichen, die sich mit mäßiger Geschwindigkeit durch den Raum fortbewegt. Wird solcher Strom in ein Rohr geleitet, wie das bei den Zungenpfeifen und dem Kehlkopf der Fall ist, so entsteht eine periodische Beschleunigung des Stromes, die gegen eine Telephonplatte anschlagend eine Transversalschwingung hervorrufen muß. Jedoch auch wenn die Perlenreihe mit gleichmäßiger Geschwindigkeit etwa über eine entsprechend abgestimmte Saite oder vor dem Gehörgang vorbeiziehen sollte, müßte sie eine musikalischer Empfindung entsprechende Schwingungsreihe hervorrufen.

Die Geschwindigkeit des Stromes mindert sich mit seiner Entfernung vom Spalt. Die Analysen der Bewegung (1) u. (2) haben ergeben, daß die *ganze* sichtbare, ziemlich kurze Reihe der Wellen *gleichzeitig* optisch zum Stillstand gebracht wird, wenn sie durch einen synchron mit dem gehörten Ton vibrirenden Spiegel betrachtet wird. Die etwas unvollkommen reproduzierten Photographien in (2) lassen die in Konsequenz der Analyse zu fordernde Verkürzung der höher liegenden Wulstungen nicht erkennen, aber diese Notwendigkeit war mir seinerzeit nicht klar, und die Methodik war für die Prüfung des Sachverhaltes nicht ausreichend.

Es wird ein im Zuge der Bewegung liegender, entsprechend gestimmter Körper musikalisch erregt werden können. Er wird die Anstöße summieren und in seiner entsprechend großen Schwingung durch später kommende Anstöße dauernd beharren

müssen. Sollten aber die Wellen sich nicht verkürzen, so würde zwar jeder im Wellenzuge liegende Körper dauernd schwingen, der ferner liegende würde indessen in langsamere Periode schwingen als der dem Spalt nähere.

Man kann, wie ich gefunden habe (9), den Zug der Massenwellen *isoliert* zur Beobachtung bringen. An den Zacken einer Savartschen Scheibe hängen Luftwülste, die mit der Scheibe rotieren, ohne doch einen Ton zu geben. Läßt man aber die Luftwülste auf einen festen Körper aufschlagen, so entsteht ein Klang und die Höhe von dessen Grundton entspricht genau der Periode, in der die Zacken an dem festen Körper passieren. Die lebendige Kraft dieser Wellen habe ich durch Wägung bestimmt, die Kraft  $x$  verhält sich nicht genau, aber doch annähernd zu der Tonhöhe  $y$  nach der Formel  $px = y^2$ . Zwei Zahlenbeläge dafür habe ich (10) in einer Tabelle veröffentlicht.

Wir haben also bei dieser Klangfamilie, in leiser Analogie zu den Ausbreitungsformen der Wärme, ein *Doppeltes* zu beachten: Molekularschwingung und rhythmische Massenbewegung, die beide musikalisch wirken können. Erstere in weite Ferne ausstrahlend, letztere in beschränktem Kreis den Schall leitend, erstere in Gasen prävalierend, letztere, wie ich glaube, in tropfbaren Flüssigkeiten den größeren Teil der erzeugenden Energie für sich in Anspruch nehmend. Man fühlt in Flüssigkeiten diese Anstöße sehr deutlich, während der Finger in dem Strom der Lamellenklänge in Luft die Anstöße nur leise empfindet. Bei meinen Versuchen war freilich in letzterem Fall der erzeugende Druck ungleich geringer. Selbstverständlich kann das Fühlen einer periodischen Reibung und das Hören eines Klanges nicht verglichen werden.

Für spätere Untersucher möchte ich noch das am Schluß von meiner zweiten Abhandlung (2) Gesagte betonen. Man kann den arg schwankenden Lamellenton festhalten, wenn man dicht neben der Lamelle den gewünschten Ton stark durch eine Stimmgabel (Orgelpfeife?) erklingen läßt. Minimum und Maximum der passierenden Welle konstanter Länge behindern oder verlängern die Bewegung der T-Lamelle in der gewünschten Weise.

Literatur.

- 1) V. Hensen, Die Triebkraft für die Tonschwingung. Ann. d. Phys. **2**. p. 719. 1900.
- 2) Derselbe, Darstellung der Lamellentöne. I. c. **4**. p. 41. 1901.
- 3) C. Sondhaus, Über die beim Ausströmen der Luft entstehenden Töne. Pogg. Ann. **91**. p. 128 u. 214. 1854.
- 4) R. Wachsmuth, Schneidentöne und Labialpfeifen. Physik. Zeitschr. **4**. Jahrg. p. 743.
- 5) Derselbe, Labialpfeifen und Lamellentöne. Ann. d. Phys. **14**. p. 469. 1904.
- 6) W. Friederich, Über Entstehung des Tones der Labialpfeifen. Ann. d. Phys. **7**. p. 97. 1902.
- 7) M. Weerth, Lamellentöne. Ann. d. Phys. **11**. p. 1086. 1903.
- 8) J. Tyndall, Der Schall p. 300. 1869.
- 9) V. Hensen, Das Verhalten des Resonanzapparates. Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin **38**. 1902.
- 10) Derselbe, Das graphische Verfahren. Nachrichten d. Gesellsch. d. Wissenschaften zu Göttingen. 1904. Heft 2.

(Eingegangen 22. Februar 1905).

**3. Über Brechungsexponenten absorbierender Flüssigkeiten im ultravioletten Spektrum;  
von Walter Fricke.**

I. Einleitung.

Über die anomale Dispersion absorbierender Substanzen in ihren Absorptionsgebieten liegen schon viele Untersuchungen vor, die meisten beschränken sich indessen auf das sichtbare Spektrum. Erst in neuester Zeit ist auch eine anomale Dispersion für ultraviolette Strahlen nachgewiesen.

In der vorliegenden Arbeit, die auf gütige Anregung des Hrn. Prof. Straubel in dem physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt wurde, soll die Verwendbarkeit der Fizeauschen Interferenzstreifen zur Bestimmung der Brechungsexponenten absorbierender Flüssigkeiten in Absorptionsgebieten des blauen und ultravioletten Teiles des Spektrums geprüft werden.

Neben verschiedenen Farbstofflösungen wurden noch Brom und Schwefelkohlenstoff untersucht.

II. Literaturübersicht.

Zur Bestimmung der Brechungsexponenten absorbierender Substanzen sind besonders zwei Methoden ausgebildet. Die eine arbeitet mit Prismen, während die andere die Brechungsexponenten aus den Konstanten der elliptischen Polarisation des an der Oberfläche der zu untersuchenden Substanz reflektierten, linear polarisiert einfallenden Lichtes berechnet.

Während diese Untersuchungsarten schon sehr oft angewendet sind, liegen bisher nur Arbeiten vier verschiedener Autoren vor, in denen die Brechungsexponenten absorbierender Substanzen mit Hilfe von Interferenzstreifen bestimmt sind.

Cartmel<sup>1)</sup> hat sich zur Feststellung der Brechungsexponenten des festen Fuchsins im Hauptabsorptionsgebiet des Jaminschen Interferentialrefraktors bedient.

1) W. B. Cartmel, Phil. Mag. (6) 6. p. 213. 1903.

Wood benutzt in seinen Arbeiten über die Dispersion des Cyanins<sup>1)</sup>, der Kohle<sup>2)</sup> und des Selens<sup>3)</sup> das Michelsonsche Interferometer.

In den beiden Arbeiten von Rivièrē<sup>4)</sup> und Sirks<sup>5)</sup> sind die Fizeauschen Interferenzstreifen zu den Dispersionsbestimmungen verwendet.

Rivièrē stellte mit ihrer Hilfe die Brechungsindizes des Broms für das wenig absorbierte rote Spektralgebiet fest. Es finden sich keine Angaben über die Beobachtungsweise in seiner Abhandlung.

Sirks stellt die interferierende Schicht, die er durch Schmelzen des Selens zwischen zwei Glasplatten erzeugt hat, in die Brennebene des Beobachtungsfernrohrs eines Spektrometers, so daß das Spektrum in der interferierenden Schicht selbst zustande kommt und infolgedessen Interferenzstreifen aufweist. Die einzelnen Spektrallinien liegen senkrecht zur Keilkante, so daß die Interferenzstreifen dieser parallel verlaufen.

### III. Methode und Apparate.

#### 1. Übersicht über die Methode.

Die in der vorliegenden Arbeit benutzte Methode ist mir von Hrn. Prof. Straubel angegeben worden.

Die interferierende Schicht, die von einem Tischchen getragen und zwischen zwei geeigneten Platten erzeugt wird, wird in der Brennebene des *Kollimators* eines Spektrographen aufgestellt, der durch eine besondere Vorrichtung zugleich ihre Beleuchtung vermittelt. Die sämtlichen Beobachtungen werden im reflektierten Licht vorgenommen.

Ein zwischen Metallelektroden überspringender Funke wird als Lichtquelle benutzt.

Aus der interferierenden Schicht wird senkrecht zur Keilkante ein 1 mm breiter Streifen herausgeblendet. Dann zeigt

1) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) 1. p. 36. 1901.

2) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) 1. p. 405. 1901.

3) R. W. Wood, Phil. Mag. (6), 3. p. 607. 1902.

4) Ch. Rivièrē, Compt. rend. 131. p. 671. 1900.

5) A. H. Sirks, Pogg. Ann. 143. p. 429. 1871.

sich in der Brennebene der Kameralinse des Spektrographen ein Spektrum, dessen einzelne Linien Interferenzstreifen aufweisen. Durch die Aufstellung der interferierenden Schicht in der Brennebene des Kollimators wird es also ermöglicht, die Interferenzen einer großen Zahl von Spektrallinien, die gewöhnlich im Intervall 509—231  $\mu\mu$  lagen, durch eine einzige photographische Aufnahme zu fixieren.

Die Kanten des dispergierenden Prismas verlaufen horizontal, so daß sie annähernd dem aus der interferierenden Schicht herausgeblendeten Streifen parallel sind. Die Spektrallinien haben dann ebenfalls eine horizontale Lage.

Um in dem Bilde einer jeden Spektrallinie ein genau begrenztes Intervall zu haben, in dem die Zahl der Interferenzen festzustellen ist, sind auf der Unterseite der die interferierende Schicht mitbildenden Deckplatte zwei parallele Striche gezogen. Ihre in dem Spalte liegenden, kleinen Stücke werden mit jeder Spektrallinie abgebildet und geben auf der Platte das Intervall, in dem die Streifenzahl zu bestimmen ist, unabhängig von Abbildungsfehlern an.

Die Bruchteile der noch innerhalb dieser Marken liegenden Streifenbreiten werden auf dem Komparator auf 0,01 mm festgestellt.

Die Brechungsexponenten, die den Berechnungen zugrunde liegen, sind nach den gebräuchlichen Methoden möglichst genau ermittelt.

Da die durch die verschiedenen Spektrallinien gelieferten Bilder des Markenintervalls stets demselben Streifen der interferierenden Schicht entsprechen, kann man die ermittelten Streifenzahlen ohne weiteres vergleichen.

Ist  $n_2$  der bekannte Brechungsexponent eines Stoffes für die Wellenlänge  $\lambda_2$ ,  $m_2$  die zugehörige Streifenzahl,  $m_1$  dieselbe Größe für die Wellenlänge  $\lambda_1$ , deren Brechungsexponent  $n_1$  unbekannt ist, so ergibt sich:

$$n_1 = \frac{n_2 \lambda_1 m_1}{\lambda_2 m_2}.$$

Die so gefundenen Brechungsexponenten sind um einige Einheiten der dritten Dezimale ungenau.

### 2. Beschreibung der Apparate.

Die bei der Ausführung der Untersuchungen benutzten Apparate sind nach den Angaben des Hrn. Prof. Straubel von der Firma Carl Zeiss, Jena, hergestellt.

#### a) Der Spektrograph.

Der Apparat (Fig. 1), mit dem die zur Bestimmung der Brechungsexponenten nötigen photographischen Aufnahmen ausgeführt werden, hat die Einrichtung eines Spektrographen. Dieser ist auf einem Dilatometerstativ derartig montiert, daß der Kollimator senkrecht nach unten zeigt.

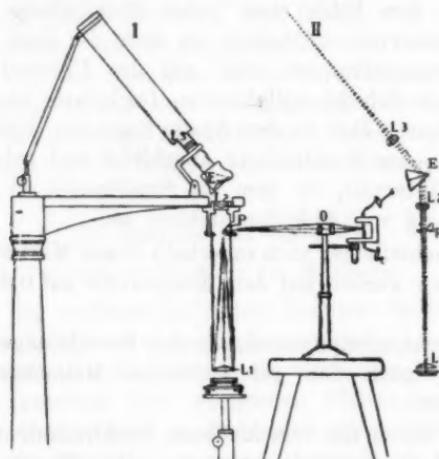


Fig. 1.

Da hauptsächlich das ultraviolette Spektrum untersucht werden sollte, sind sämtliche Linsen aus Quarz und Flußspat hergestellt.

Die untere Kollimatorlinse  $L_1$  ist eine plankonvexe Quarzlinse, deren Brennweite für gelbe Strahlen 25 cm, für Strahlen mit einer Wellenlänge von  $300 \mu\mu$  nur 23 cm beträgt. Die obere Linse  $L_1$  ist ein Quarzflußspatachromat, der eine Brennweite von 28,9 cm besitzt. Die Brennebene des Kollimators ist etwa 2 cm von  $L_1$  entfernt.

Wird die interferierende Schicht in diese Stellung ge-

bracht, so verlassen Strahlen, die homozentrisch von ihr ausgehen, den Kollimator in Parallelbüscheln, durchsetzen unter sich parallel das Cornusche Prisma  $E$  und werden in der Brennebene der Kameralinse  $L_3$ , eines Quarzfußspatachromats mit einer Brennweite von 28,9 cm, wieder vereinigt (vgl. Fig. 1, Abbildung II). Etwa 2 cm unterhalb der oberen Kollimatorlinse  $L_2$  ist hinter einer seitlichen Öffnung des Kollimators ein rechtwinkliges, totalreflektierendes Prisma  $P$  angebracht, das im Verein mit der Quarzlinse  $L_1$  die Beleuchtung der interferierenden Schicht mit parallelem Licht vermittelt. Unter dem Prisma  $P$  befindet sich eine Irisblende, deren freie Öffnung stets zur Hälfte von dem Prisma bedeckt ist.

Die von der Lichtquelle ausgehenden Strahlen werden durch einen dreiteiligen Quarzfußspatkondensor, der aus zwei biconvexen Flußspatlinsen und einer biconkaven Quarzlinse besteht, auf der Hypotenuse des Prismas  $P$  vereinigt. Der Abstand der Lichtquelle vom Kondensor betrug 6 cm, der Abstand des Bildes 12 cm, so daß die Lichtquelle zweimal vergrößert wurde.

Wird nun der Linse  $L_1$ , die auf- und niedergeschoben werden kann, eine solche Stellung gegeben, daß ihre Brennebene mit der Blendenebene zusammenfällt, so verläßt das von  $P$  nach unten reflektierte Licht den Kollimator in Parallelbüscheln (vgl. Abbildung I).

#### b) Der Interferenztisch.

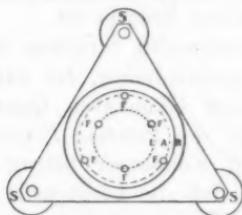
Der Interferenztisch (Fig. 2) besteht aus einer gleichseitigen, dreieckigen Messingplatte, die durch drei Stellschrauben  $S$ , deren Führungen sich an den Ecken der Platte befinden, getragen wird. Mit Hilfe dieser drei Schrauben kann man dem Tischchen jede beliebige Neigung erteilen.

Durch die Platte sind sechs Feinschrauben  $F$  geführt, die zu je drei auf den Peripherien zweier konzentrischer Kreise stehen. Dadurch ist es möglich gemacht, die beiden Platten, zwischen denen die interferierende Schicht erzeugt wird, bei der Erzeugung von Interferenzstreifen unabhängig voneinander in die richtige Stellung zu bringen und die Streifenbreite wie die Schichtdicke zu regulieren.

Die Schräubchen sind so angeordnet, daß je eins des

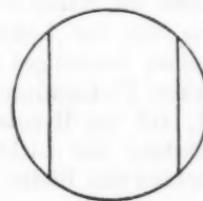
inneren Kreises *J* zwischen zweien des äußern *A* steht. Die Schraubenköpfe, die sich auf der Unterseite der Messingplatte befinden, haben einen etwas größeren Durchmesser wie die Gewinde und sind mit zwei zueinander senkrechten Durchbohrungen versehen, in die zur bequemeren Drehung Stahlstifte gesteckt werden können.

In der Oberfläche der Platte befindet sich ferner eine ringförmige Vertiefung *R* von 3 mm Breite, in die ein 2 cm hoher Hohlzylinder hineinpaßt. Ihr innerer Rand ist etwa 2 mm von den äußern Schrauben entfernt. Der innere Rand des Hohlzylinders ist an der oberen Seite etwas ausgedreht,



Interferenztisch (von oben gesehen).

Fig. 2.



Deckplatte.

um eine kreisförmige Platte aufzunehmen, in der sich ein 1 mm breiter Spalt befindet.

Dem Tischchen sind zwei Platten aus Glas und eine aus Flußspat von 4 mm Dicke beigegeben, die mit einer planpolierten und einer mattgeschliffenen Fläche versehen sind. Sie werden bei der Erzeugung der Interferenzstreifen als Unterlagen benutzt. Ihre Durchmesser sind so bemessen, daß sie sich bequem auf die inneren Schräubchen legen lassen. Außerdem ist je eine Deckplatte aus Quarz und Flußspat geliefert, deren Flächen eine Neigung von 20° gegeneinander haben. Die Lage der brechenden Kante ist durch einen kurzen Strich nahe dem Rande der einen Fläche bezeichnet, während auf der andern Fläche zwei diesem parallele Linien im gleichen Abstande vom Zentrum gezogen sind.

Die Dicke der Deckplatten beträgt 6 mm. Ihre Durchmesser sind größer als der des äußeren Schraubenkreises, jedoch um 1—2 mm kleiner wie der innere Durchmesser des ringförmigen Aufsatzes.

3. Einstellung der Apparate.

Um zwischen Deckplatte und Unterlage Interferenzstreifen zu erzeugen, wird die Unterlage mit der mattgeschliffenen Fläche auf die kürzeren, inneren Schrauben gelegt, nachdem diese so weit heruntergedreht sind, daß nur noch die Enden aus der Tischplatte heraussehen. Sodann werden die äußeren Schräubchen ebenfalls herabgedreht, bis ihre Enden die Oberseite der Unterlage nicht mehr überragen. Eine jetzt aufgelegte Deckplatte wird direkt von der Unterlage getragen. Bei Beleuchtung mit Na-Licht zeigen sich gewöhnlich Interferenzstreifen.

Um diese den Marken der Deckplatte parallel zu stellen, dreht man die äußeren Schrauben wieder empor, bis eine plötzliche Drehung der Interferenzstreifen zu erkennen gibt, daß die Deckplatte etwas gehoben wird. Durch weiteres vorsichtiges Drehen mit Hilfe der in die Schraubenhöfen gesteckten Stifte kann man sie leicht in die gewünschte Lage bringen.

Die Reflexe der unteren Deckplattenfläche und der polierten Fläche der Unterlage geben die interferierenden Büschel, die bei richtiger Einstellung ganz von den an der oberen Deckplattenfläche reflektierten Strahlen getrennt sind, da diese ja infolge der prismatischen Form der Deckplatte bei der geringen Öffnung der Büschel eine andere Richtung haben.

Die zu untersuchende Flüssigkeit wird in die interferierende Schicht gebracht.

Der Interferenztisch wird nun, nachdem noch der ringförmige Aufsatz an seine Stelle gesetzt ist, auf einen Messingtisch gestellt, dessen Platte durch Zahn und Trieb auf- und niederbewegt werden kann. Durch geeignete Vorrichtungen ist er unterhalb des Kollimators so aufgestellt, daß der Interferenztisch leicht in die richtige Entfernung diesem gegenüber gebracht werden kann.

Der Interferenztisch wird vom Kollimator aus beleuchtet.

Der an der planen Fläche von  $L_1$  entstehende Reflex wird durch geringe Schiefstellung beseitigt, dagegen gestattet die Blende den von dem mittleren Teil der konvexen Fläche reflektierten Strahlen den Durchtritt. Diese erzeugen bei den

photographischen Aufnahmen ein schmales Spektrum auf der Platte.

Der Interferenztisch wird mit Hilfe seiner Stellschrauben  $S$  senkrecht zu den auffallenden Strahlen gestellt. Ist das erreicht, so gelangt das von ihm reflektierte Licht wieder in den Kollimator. Die beiden Bilder der Lichtquelle, die durch die Reflexe der oberen Deckplattenfläche und der interferierenden Schicht zustande kommen und infolge ihrer größeren bez. geringeren Helligkeit leicht unterschieden werden, sind dann in der freien Hälfte der Irisblende zu sehen. Die brechende Kante der Deckplatte muß den Kanten des Beleuchtungsprismas möglichst parallel sein und so liegen, daß das von dem Reflex der oberen Deckplattenfläche erzeugte Bild der leuchtenden Öffnung dem Prisma  $P$  zunächst steht und durch geringes Neigen des Interferenztisches aus der Blendenöffnung entfernt werden kann.

Die Blende gestattet dann vorwiegend Strahlen den Durchtritt, die wirklich an der Interferenz beteiligt sind.

Die Brennweiten der beiden Kollimatorlinsen sind so bemessen, daß die interferierende Schicht etwa 2 cm von dem Kollimator entfernt sein muß, damit Strahlen, die homozentrisch von ihr ausgehen, diesen in Parallelbüscheln verlassen. Die aus dem Kollimator austretenden Strahlen werden durch das Cornusche Prisma, das für die Magnesiumlinie  $448 \mu\mu$  im Minimum der Ablenkung steht, spektral zerlegt und liefern in der Brennebene der Kameralinse  $L_3$  ein Bild der interferierenden Schicht.

Wird nun noch die kreisförmige Platte so in den oberen ausgedrehten Rand des Interferenztisches gelegt, daß der Spalt senkrecht zu den Interferenzstreifen steht, so sieht man bei Betrachtung mit einer Lupe ein Spektrum, dessen Linien Interferenzen aufweisen.

#### 4. Herstellung der Photographien.

Als Lichtquellen wurden die zwischen Metallelektroden überspringenden Funken eines großen Induktoriums benutzt.

Der primäre Strom, in dessen Kreise sich ein Wehneltunterbrecher befand, hatte eine Spannung von 72 Volt, eine

Stromstärke von 8—10 Amp. Der Funkenstrecke war eine große Leydener Flasche parallel geschaltet.

Die Brechungsexponenten wurden meist von der Cd-Linie  $509 \mu\mu$  bis zur Cd-Linie  $231 \mu\mu$  festgestellt, nur in besonderen Fällen wurde bei einer größeren Wellenlänge begonnen. Die benutzten Spektrallinien sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Die Wellenlängen wurden den Tabellen von Exner und Haschek<sup>1)</sup> entnommen.

Zur Herstellung der Photographien wurden orthochromatische Platten von Schleussner im Format  $4 \times 4$  benutzt.

Nr.	Element	$\lambda$ in Luft	Nr.	Element	$\lambda$ in Luft
1	Pb	562	13	Cd	340,36
2	Th	535,04	14	"	326,12
3	Cd	508,59	15	Th	323,00
4	"	480,00	16	"	309,09
5	"	467,83	17	Cd	298,12
6	Mg	448,18	18	Th	292,16
7	Pb	438,70	19	Mg	285,22
8	"	424,52	20	Cd	274,48
9	"	405,80	21	Pb	266,83
10	Mg	383,86	22	Cd	257,82
11	Cd	361,19	23	"	231,29
12	"	346,63			

### 5. Ausmessung der Photographien.

Bei der Ausmessung der Photographien handelt es sich darum, neben der Anzahl  $d$  der ganzen Streifenbreiten auch die Bruchteile  $\delta_1$  und  $\delta_2$  der Streifenbreiten zu bestimmen, die noch in dem Intervall liegen, das durch die beiden Striche bestimmt wird, die von den Marken der Deckplatte auf den Photographien erzeugt werden.

Die dazu erforderlichen Messungen wurden auf einem Zeisschen Komparator ausgeführt, der direkte Ablesungen von 0,001 mm gestattete.

Um die Bruchteile  $\delta_1$  und  $\delta_2$  der Streifenbreite zu bestimmen, mußte die Streifenbreite  $b$  in der Umgebung der

1) F. Exner u. E. Haschek, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissenschaft. zu Wien math.-naturw. Klasse 106. Abt. IIa. 1897; 108. Abt. IIa. 1899.

Marke und der Abstand der Marke vom nächsten inneren Dunkelheits- oder Helligkeitsmaximum bekannt sein. Zur Bestimmung dieser Größen wurde der Doppelfaden des Beobachtungsmikroskopes durch mikrometrische Schlittenverschiebung auf das der Marke  $M_1$  zunächst liegende äußere Dunkelheits- oder Helligkeitsmaximum eingestellt und die zugehörige Skalenzahl abgelesen. Diese sei  $a_1$ .



Fig. 3.

Ebenso wurde bei der Marke selbst und dem ersten Dunkelheits- oder Helligkeitsmaximum innerhalb der Marke verfahren, zu denen die Zahlen  $a_2$  und  $a_3$  gehören sollen.

Jede Ablesung wurde zweimal vorgenommen; ergaben sich größere Differenzen, die namentlich bei sehr großer Streifenbreite auftraten, wurden sie öfters wiederholt.

Meistens wurde an der Seite der Platte zu messen begonnen, bei der man von kleineren zu größeren Zahlen gelangte, daß also  $a_1 < a_2 < a_3$  war (vgl. Fig. 3 und Fig. 4).

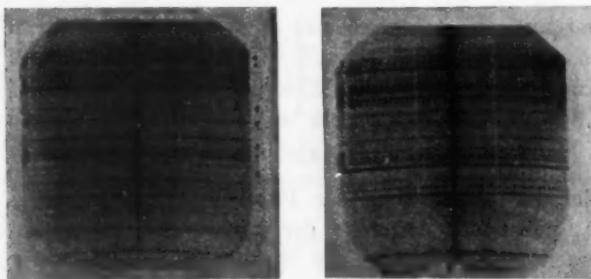


Fig. 4.

Die Differenz  $a_3 - a_1$  ergab dann die Streifenbreite  $b_1$  in Millimetern,  $a_3 - a_2 = \beta_1$  den Abstand der Marke von dem nächsten inneren Dunkelheits- oder Helligkeitsmaximum. Da man diesen in Bruchteilen der Streifenbreite ausdrücken mußte, war  $\beta_1/b_1 = \delta_1$  zu bilden.

In der Umgebung der anderen Marke wurden die beschriebenen Einstellungen wiederholt,  $\beta_2$  und  $b_2$  berechnet, und  $\beta_2/b_2 = \delta_2$  gebildet.

Die Streifenzahl  $m$  setzt sich also aus der Summe

$$m = d + \delta_1 + \delta_2$$

zusammen.

Es mußten natürlich, wenn auf der einen Seite die Streifenbreite an den Dunkelheitsmaximen bestimmt war, auch die Ermittlung der ganzen Streifen sowie die Messungen der anderen Seite an ihnen ausgeführt werden.

#### 6. Methoden zur Bestimmung des Brechungsexponenten $n_2$ .

In unserer Formel

$$n_1 = n_2 \frac{\lambda_1 m_1}{\lambda_2 m_2}$$

ist jetzt  $n_2$  die einzige Größe, deren Kenntnis zur Berechnung von  $n_1$  noch nötig ist.

Solange die untersuchten Flüssigkeiten die sichtbaren Strahlen nicht absorbierten, wurde das Pulfrichsche Refraktometer zur Bestimmung der Brechungsexponenten verwendet.

Zum Untersuchen von Farbstofflösungen ist diese Methode nicht mehr geeignet, da wegen der Dicke der Schicht gewöhnlich kein Licht mehr durchgelassen wird.

Hier leistete ein Biprisma mit einem Winkel von  $3^{\circ} 0' 6''$  sehr gute Dienste. Martens<sup>1)</sup> hat zuerst auf diese Weise Brechungsexponenten gemessen.

Da bei vielen Farbstofflösungen das sichtbare Spektrum im Biprisma absorbiert wurde, mußten auch die ultravioletten Strahlen zur Bestimmung der Brechungsexponenten herangezogen werden. Die dazu nötigen photographischen Aufnahmen wurden mit dem beschriebenen Spektrographen ausgeführt.

Versagte die Biprismenmethode, so stand noch ein Prisma mit veränderlichem brechenden Winkel zur Bestimmung der Brechungsexponenten zur Verfügung, wie es Christiansen<sup>2)</sup> und Stöckl<sup>3)</sup> bei ihren Untersuchungen über Farbstofflösungen verwendeten.

1) F. F. Martens, Ann. d. Phys. 6. p. 607. 1901; Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. p. 138 u. 150. 1902.

2) C. Christiansen, Pogg. Ann. 143. p. 250. 1871.

3) K. Stöckl, Inaug.-Diss. München 1900.

## 7. Fehlerquellen und Genauigkeit der Interferenzmethode.

In den Berechnungen der Brechungsexponenten zu grunde liegenden Formel

$$n_1 = \frac{n_2 \lambda_1 m_1}{\lambda_2 m_2}$$

enthalten  $n_2$ ,  $m_1$ ,  $m_2$  größere Fehler.

Um den Fehler des gesuchten Brechungsexponenten zu bekommen, müssen wir unsere Formel

$$n_1 = n_2 \frac{\lambda_1 m_1}{\lambda_2 m_2}$$

nach  $n_1$ ,  $m_1$ ,  $m_2$  differenzieren, die Differentialquotienten mit den zugehörigen Fehlern multiplizieren und aus der Summe der Quadrate der so erhaltenen Ausdrücke die Wurzel ziehen. Der Fehler  $E$  von  $n_1$  wird also

$$E = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 m_2} \sqrt{(\zeta m_1)^2 + (\eta_1 n_2)^2 + \left(\eta_2 \frac{m_1 n_2}{m_2}\right)^2}.$$

Dabei bedeutet  $\zeta$  den Fehler, mit dem der Brechungsexponent  $n_2$  behaftet ist. Dieser ist gleich 0,0002, wenn  $n_2$  mit dem Pulfrichschen Refraktometer bestimmt ist. War das Biprisma bei den Bestimmungen benutzt, so stieg er auf 0,001.

Der zur Streifenzahl  $m_1$  gehörende Fehler ist  $\eta_1$ . Er schwankt zwischen 0,012 und 0,017. Dieselbe Größe hat auch der Fehler  $\eta_2$  von  $m_2$ .

Führen wir nun die Fehlerrechnung an einem Beispiel durch, so war bei einer kleineren Streifenbreite:

$$\lambda_1 = 274,48, \quad m_1 = 30,53, \quad \zeta = 0,001, \quad \eta_1 = 0,017,$$

$$\lambda_2 = 405,8, \quad m_2 = 19,95, \quad n_2 = 1,358, \quad \eta_2 = 0,016.$$

Es wird also

$$E = \frac{274,48}{405,8 \cdot 19,95} \sqrt{0,00257},$$

$$E = \pm 0,0017.$$

Bei breiteren Interferenzstreifen ist

$$m_2 = 8,47, \quad \eta_2 = 0,011,$$

$$m_1 = 12,96, \quad \eta_1 = 0,012,$$

also

$$E = \frac{274,48}{405,8 \cdot 8,47} \cdot \sqrt{0,000966} = \pm 0,0025.$$

Wie die Formel zur Berechnung von  $E$  zeigt, wird  $E$  klein, wenn  $\lambda_2$  und  $m_2$  groß gewählt sind. Um also möglichst genaue Resultate zu bekommen, müßte man die Streifenzahl sehr groß machen. Aber abgesehen von der Schwierigkeit des Streifenzählens, die dann durch Plattenfehler entstehen kann, wächst die Dicke der interferierenden Schicht von einer Marke zur anderen zu sehr, so daß die stärker absorbierten Strahlen nur einige Interferenzstreifen an der dünneren Seite der Schicht zeigen.

Weiter wäre es vorteilhaft, den übrigen Bestimmungen die Brechungsexponenten einer möglichst großen Wellenlänge zugrunde zu legen.

#### IV. Resultate.

##### 1. Untersuchungen nicht absorbierender Flüssigkeiten.

Die zuletzt besprochenen Bedingungen, die zu berücksichtigen sind, wenn  $E$  kleiner werden soll als es berechnet ist, können nur bei nicht absorbierenden Flüssigkeiten erfüllt werden. Hier ist es möglich, die Zahl der Interferenzstreifen beliebig zu steigern und auch von Linien mit großer Wellenlänge bei der Berechnung der Brechungsexponenten auszugehen.

Es sollen hier nur die Brechungsexponenten des absoluten Alkohols angegeben werden, die für ultraviolette Strahlen erst einmal von Martens<sup>1)</sup> festgestellt sind.

Die Brechungsexponenten  $n_2$ , die den Berechnungen zu grunde liegen, sollen fernerhin durch ein Sternchen bezeichnet werden.

Alkohol.

$\lambda$	$n$	$\lambda$	$n$
508,59	1,3667*	340,36	1,382
480,00	1,3674*	326,12	1,386
467,83	1,3688*	298,12	1,392
438,70	1,3700*	274,47	1,399
405,80	1,373	257,32	1,409
361,19	1,378	231,29	1,426

1) F. F. Martens, Ann. d. Phys. 6. p. 636. 1901.

## 2. Untersuchungen von Farbstofflösungen.

### a) Allgemeines.

Die Brechungsexponenten von Farbstofflösungen, die einen geringen Farbstoffgehalt aufwiesen, zeigten nur geringe Abweichungen von denen des Lösungsmittels. Aber schon bei diesen Lösungen, mit einem Farbstoffgehalt von 0,5 bis 2 Proz., kam in den Absorptionsbanden keine Interferenz zustande. Da bei der Erzeugung der Interferenzstreifen die Glasunterlage benutzt wurde, deren Brechungsexponent  $n = 1,5$  war, und die Brechungsindizes der Farbstofflösungen zwischen den Werten 1,87 bis 1,41 lagen, konnte der Reflex der Unterlage nur sehr schwach sein. Berücksichtigte man zudem, daß die Strahlen zweimal durch die absorbierende Schicht hindurchgingen, so konnte das Verschwinden der Interferenzstreifen nicht verwunderlich erscheinen.

Es kam also darauf an, den unteren Reflex zu verstärken. Hr. Dr. Riedel, wissenschaftlicher Mitarbeiter bei C. Zeiss, vergoldete mir zu diesem Zwecke wiederholt in liebenswürdigster Weise Glasplatten.

Trotz dieser Verstärkung des unteren Reflexes blieb die Interferenz in den Absorptionsbanden der 4 proz. Lösungen wieder aus.

Um eine Untersuchung dieser und konzentrierterer Lösungen in ihren Absorptionsgebieten vornehmen zu können, mußte die Dicke der interferierenden Schicht verkleinert werden. Dadurch war jedenfalls ein weiterer Fortschritt zu erzielen, da ja die Absorption geometrisch anwächst, wenn die Schichtdicke arithmetisch zunimmt.

Es wurden von jetzt ab die Interferenzstreifen benutzt, die sich bei dem Aufeinanderlegen von Deckplatte und Unterlage zeigten, ohne von den Einstellvorrichtungen des Interferenzstisches weiter Gebrauch zu machen. Die Dicke der interferierenden Schicht war sicher geringer wie bei den früheren Untersuchungen, bei denen die Deckplatte durch die drei Schrauben, mit denen man die Lage der Interferenzstreifen änderte, von der Unterlage abgehoben wurde.

Um auch für die absorbierten Wellenlängen bei den konzentrierteren Lösungen möglichst im ganzen Markenintervall

eine Interferenz zu erhalten, durfte sich die Schichtdicke, so gering sie auch war, von Marke zu Marke nur wenig ändern; es mußte also mit einer geringen Streifenzahl im Intervall gearbeitet werden.

Mit Hilfe der Goldspiegel und der geringeren Schichtdicke ließen sich noch 12 Proz. Farbstofflösungen untersuchen, doch kamen bei diesen nur an der dünneren Seite der Schicht einige Interferenzen zustande, wenn die Wellenlängen in den Absorptionsgebieten lagen.

b) Fuchsin.

Das Fuchsin ist von allen Farbstoffen am häufigsten untersucht, sowohl in fester Form als auch in Lösungen. Die Brechungsexponenten wurden aber ausschließlich für das sichtbare Spektrum festgestellt. In der Dissertation findet sich eine Angabe der betreffenden Arbeiten.

Die einzigen Messungen im ultravioletten Spektrum sind von Pflüger<sup>1)</sup> für einige Kadmiumlinien ausgeführt.

Bei den Ermittelungen der Brechungsexponenten von Fuchsinlösungen im ultravioletten Spektrum nach der Interferenzmethode ergab sich eine anomale Dispersion zwischen den Wellenlängen 300 bis 275. Sie ist längst nicht so bedeutend wie die der Absorptionsbande im sichtbaren Spektrum, die sich von 590 bis 470  $\mu\mu$  erstreckt.

Da die drei Cd-Linien 508, 480 und 468  $\mu\mu$  bei der 4 proz. und 12 proz. Lösung sehr schlechte Interferenzen gaben, wurden ihre Exponenten auf prismatischem Wege festgestellt und sind mit Fehlern von  $\pm 0,005$  bez. 0,01 behaftet.

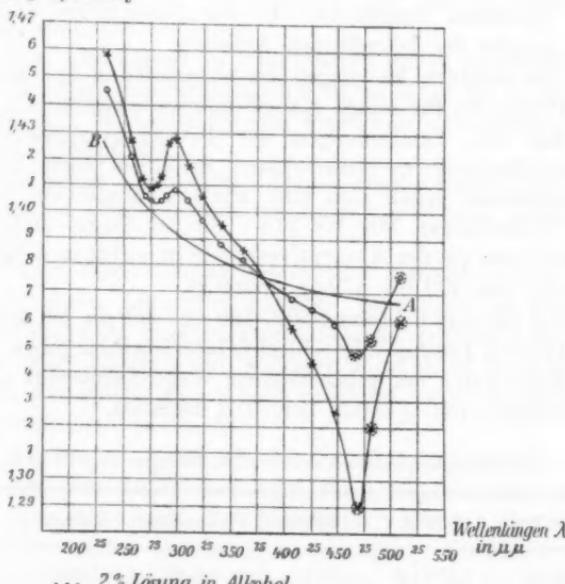
Brechungsexponenten der Fuchsinlösungen (vgl. Fig. 5).

Wellenlänge	4 Proz.	12 Proz.	Wellenlänge	4 Proz.	12 Proz.		
508,59	1,376	$\left.\begin{array}{l} 0,005 \\ \hline \end{array}\right.$	1,36	$\left.\begin{array}{l} 0,01 \\ \hline \end{array}\right.$	405,80	1,368*	1,358
480,00	1,354	$\left.\begin{array}{l} 0,005 \\ \hline \end{array}\right.$	1,32	$\left.\begin{array}{l} 0,01 \\ \hline \end{array}\right.$	388,36	1,376*	1,375*
467,88	1,348	$\left.\begin{array}{l} + \\ \hline \end{array}\right.$	1,29	$\left.\begin{array}{l} + \\ \hline \end{array}\right.$	361,19	1,382	1,387*
448,18	1,359		1,325		340,96	1,388	1,395
424,52	1,364		1,345		323,00	1,397	1,406

1) A. Pflüger, Wied. Ann. 65. p. 202. 1898.

## Brechungsexponenten der Fuchsinslösungen.

Wellenlänge	4 Proz.	12 Proz.
309,09	1,404	1,418
298,12	1,408	1,428
292,16	—	1,426
288,12	1,405	—
285,22	1,404	1,413
280,20	—	1,410
274,48	1,403	1,409
	$\lambda = 270,93 :$	
266,33	1,405	1,411
257,32	1,421	1,427
231,29	1,445	1,459

Brechungsexponent  $n$ 

... 2 % Lösung in Alkohol.

• • • 4 % " " "

\* \* \* 12 % " " "

A B Alkohol.

Die punktirt eingekreisten Werte sind mit dem Prisma von veränderlichem brechendem Winkel bestimmt.

Fig. 5.

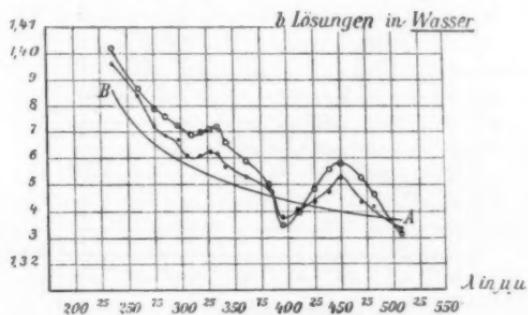
## c) Malachitgrün.

Das Malachitgrün, das Pflüger<sup>1)</sup> in fester Form untersuchte, hat außer seinem Hauptabsorptionsgebiet im sichtbaren Spektrum, 670 bis 540  $\mu\mu$ , noch zwei Absorptionsbanden, eine von 450 bis 400  $\mu\mu$ , die andere erstreckt sich von 330 bis 300  $\mu\mu$ . Die erstere hat eine weit stärkere anomale Dispersion im Gefolge als die im ultravioletten Spektralgebiet. Auch Pflügers Brechungsexponenten zeigen von 450  $\mu\mu$  wieder eine Abnahme

Um in dem Spektralgebiet 330 bis 300  $\mu\mu$  die Brechungs exponenten in kürzeren Abständen bestimmen zu können, wurden außer den bisher benutzten Linien noch die Sn-Linien 333,18, 317,35, 300,93 verwendet.

Malachitgrün in Wasser (vgl. Fig. 6).

$\lambda$	4 Proz.	8 Proz.	$\lambda$	4 Proz.	8 Proz.
508,59	1,333	1,332	340,36	1,357*	1,365
480,00	1,343*	1,347	333,18	1,361	1,372
467,83	1,344	1,353	326,12	1,362	1,371
448,13	1,352	1,357	317,55	1,360	1,370
438,70	1,348	1,355	303,42	1,361	1,369
424,52	1,344	1,347	298,12	1,366	1,371
405,80	1,342	1,341	285,22	1,368	1,375
395	1,338	1,335	274,48	1,372	1,378
383,36	1,348	—	257,32	1,383	1,386
380,12	—	1,350	231,20	1,397	1,402
361,19	1,353*	1,359*			



... 4 % Lösung von Malachitgrün in Wasser. A B Wasser  
... 8 % " " " (gesättigt).

Fig. 6.

1) A. Pflüger, Wied. Ann. 56. p. 430. 1895.

## d) Auramin.

Das Auramin selbst ist bisher noch nicht untersucht. Letzthin hat jedoch Wood<sup>1)</sup> eine Arbeit über das dem Auramin nahe verwandte Nitrosodimethylanilin veröffentlicht.

Die Absorptionsbanden dieses Stoffes fallen mit denen des hier untersuchten Farbstoffs zusammen. Sie erstrecken sich von 467 bis 361  $\mu\mu$  und 275 bis 257  $\mu\mu$ .

Zwischen den Wellenlängen 467 und 361 zeigt sich eine starke anomale Dispersion, während die Absorptionsbande bei 265  $\mu\mu$  den Gang der Brechungsexponenten nur sehr wenig beeinflußt.

Auramin in Alkohol (vgl. Fig. 7).

Wellenlänge	4 Proz.	6 Proz.	Wellenlänge	4 Proz.	6 Proz.
535,04	1,386 *	1,392 *	340,36	1,379	1,370
508,59	1,390 *	1,397 *	326,12	1,382	1,381
480,00	1,403	1,410	298,12	1,392	1,388
467,83	1,414	1,421	285,22	1,398	1,407
448,13	1,400	1,412	274,48	1,409	1,411
405,80	1,380	1,378	266,33	1,412	—
388,86	1,377	1,369	257,82	1,414	1,410
361,19	1,370	1,363	231,29	1,423	1,426

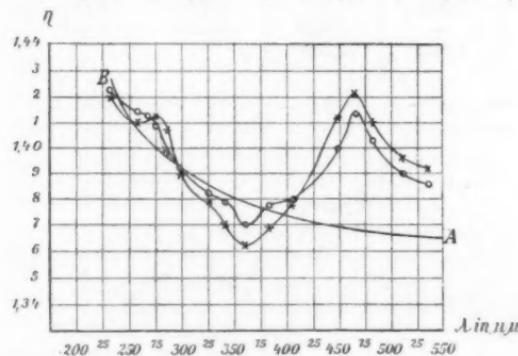


Fig. 7.

1) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) 7. p. 96. 1908.

## e) Methylenblau.

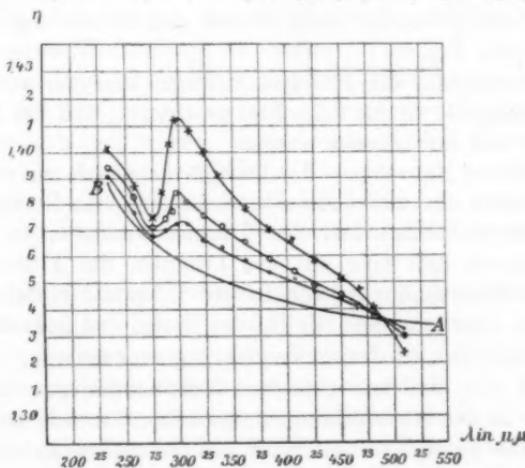
Das Methylenblau zeigte zwischen den Wellenlängen 300 und  $270 \mu\mu$  eine anomale Dispersion.

Es wurden eine 4 proz., 7,6 proz. und 12,6 proz. Lösung dieses Farbstoffs in Wasser untersucht.

Bei der 12,6 proz. Lösung hielt es schwer, für die Linien im Absorptionsgebiet überhaupt eine Interferenz zu erzielen. Da diese sich nie über das ganze Markenintervall erstreckte und nur wenig Streifen umfaßte, ließen sich ihre Brechungs- exponenten nicht so genau wie die der anderen Linien ermitteln.

Methylenblau in Wasser (vgl. Fig. 8).

Wellen- länge	4 Proz.	7,6 Proz.	12,6 Proz.	Wellen- länge	4 Proz.	7,6 Proz.	12,6 Proz.
508,59	1,332	1,330	1,324	340,36	1,364	1,371	1,391
480,00	1,339	1,338	1,340	323,00	1,366	1,377	1,400
467,83	1,340	1,340	1,348	309,09	1,372	1,380	1,409
448,13	1,345*	1,346	1,351	298,12	1,372	1,385	1,412
424,52	1,347	1,348	1,359	292,89	—	1,377	1,403
405,80	1,352	1,354*	1,366	285,22	1,370	1,375	1,386
383,36	1,354*	1,359*	1,370*	274,48	1,368	1,370	1,375
361,19	1,359*	1,366*	1,379	257,32	1,377	1,383	1,388
				231,29	1,391	1,394	1,401



... 4 % Lösung in Wasser.

... 7,6 % " "

... 12,6 % " "

AB Wasser.

Fig. 8.

## 3. Untersuchung von Brom und Schwefelkohlenstoff.

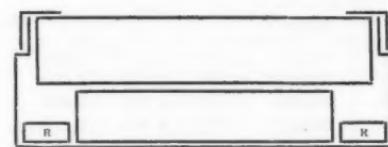
## a) Allgemeines.

Bei der Untersuchung dieser Stoffe erwies es sich als notwendig, geeigneter Maßregeln als die bisherigen gegen die Verdunstung zu treffen. Wendete man den Interferenztisch in der beschriebenen Form an, so waren die beiden Flüssigkeiten aus der interferierenden Schicht verschwunden, ehe die Einstellung des Spektrographen beendet war.

Aus dem Deckel einer kleinen Blechschachtel, die nicht höher als Deckplatte und Unterlage zusammengenommen, und deren Durchmesser nicht viel größer als der der Deckplatten

war, wurde ein solches kreisförmiges Stück entfernt, daß der noch vorhandene Teil des Deckels den Rand der Deckplatte überragte.

Fig. 9.



kleiner als der der Deckplatten ist, deren Durchmesser ja ihre Lage nicht änderte, wurde ein passender Ring *R* auf den Boden der Schachtel gelegt (vgl. Fig. 9).

Waren nun die Interferenzstreifen erzeugt, so wurde so viel Flüssigkeit in die Schachtel geschüttet, daß der Ring vollständig von ihr bedeckt wurde.

Um ein Entweichen der Dämpfe möglichst zu verhindern, wurde noch der kleine Zwischenraum zwischen Deckplatte und dem überstehenden Teil des Deckels verklebt, so daß sich nach kurzer Zeit eine mit den Dämpfen der Flüssigkeit gesättigte Atmosphäre im Innern der Schachtel bildete.

Die interferierende Schicht des Broms und Schwefelkohlenstoffs hielt sich in dieser Vorrichtung stundenlang.

Da sich bei dem einfachen Aufeinanderlegen der beiden Platten in den Absorptionsgebieten keine Interferenzen zeigten, wurde die Deckplatte mit Hilfe von Schrauben an einer Stelle auf den Rand der Unterlage gepreßt.

Zu dem Zwecke wurde die Schachtel mit der interferierenden Schicht auf die Widerlager *W* dreier Schrauben gesetzt.

Die eine von diesen preßte die Deckplatte auf die Unterlage, während durch gleichzeitiges Herabdrehen der beiden anderen Schrauben eine Änderung der Streifenrichtung den Marken der Deckplatten gegenüber verhindert wurde.

Im Gebiete der Eigenschwingung zeigten sich jedoch auch jetzt keine Interferenzen.

b) Brom.

Die Brechungsexponenten des Broms stellte Rivièr<sup>e</sup><sup>1)</sup> mittels Fizeauscher Streifen für rote und gelbe Strahlen bis zur D-Linie fest.

Martens<sup>2)</sup> konnte mit seinem Biprisma von  $1^\circ 10'$  brechendem Winkel bis zur Kadmiumlinie  $533 \mu\mu$  Messungen vornehmen, dazu im ultravioletten Spektrum die Exponenten für die Kadmiumlinien 361, 346 und  $340 \mu\mu$  bestimmen. Das Brom besitzt ein Absorptionsgebiet zwischen den Wellenlängen 450 bis  $390 \mu\mu$ , dessen Eigenschwingung nach Martens bei  $413 \mu\mu$  liegt. Außerdem ist noch ein Absorptionsgebiet im ultravioletten Spektrum vorhanden, dessen Eigenschwingung nach Martens bei  $305 \mu\mu$  zu suchen ist. Da jedoch in der vorliegenden Arbeit ein Anwachsen der Brechungsexponenten bis zur Th-Linie  $309 \mu\mu$  festgestellt wurde, scheint sie bei einer kleineren Wellenlänge zu liegen.

Da von dem dreigradigen Biprisma, das immer zur Bestimmung der Ausgangsexponenten verwendet wurde, nur rotes Licht durchgelassen wurde, mußte diesmal das Prisma mit veränderlichem brechendem Winkel dazu benutzt werden. Betrug der brechende Winkel  $1^\circ 30'$  bis  $1^\circ 40'$ , so konnten die Brechungsexponenten bis zur Kadmiumlinie  $509 \mu\mu$  ermittelt werden.

Bei den weiteren Untersuchungen nach der Interferenzmethode mußte auf den Gebrauch der Metallspiegel, die sich bisher sehr bewährt hatten, verzichtet werden. Die Goldüberzüge wurden nämlich einfach vom Brom gelöst.

Wegen des schwachen unteren Reflexes hielt es deshalb schwer, für die Linien 509 bis 405 eine Interferenz zu bekommen.

1) Ch. Rivièr<sup>e</sup>, Compt. rend. 131. p. 671. 1900.

2) F. F. Martens, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 4. p. 189. 1902.

Auf den besten Photographien waren nur sechs bis acht Streifen bei diesen Linien zu sehen und auch diese waren bei 509, 480 und 468  $\mu\mu$  so undeutlich, daß eine genauere Bestimmung ihrer Brechungsexponenten nicht vorgenommen werden konnte.

Brechungsexponenten des Broms (vgl. Fig. 10).

Wellenlänge	Martens	$n$	Wellenlänge	Martens	$n$
643,85	1,649	1,646 mit Biprisma	383,36		1,670
562	1,664	1,665*	377,61 Th		1,675
535,04	1,671	1,673* } mit Prisma	361,19	1,703	1,701
508,59		1,680* }	351,34 Th		1,722
474		1,690	346,63	1,734	1,731
448,13		1,701	340,36	1,751	1,753
438,70		1,707	333,18 Sn		1,777
424,52		1,709	326,12		1,803
405,80		1,693	309,19		1,851

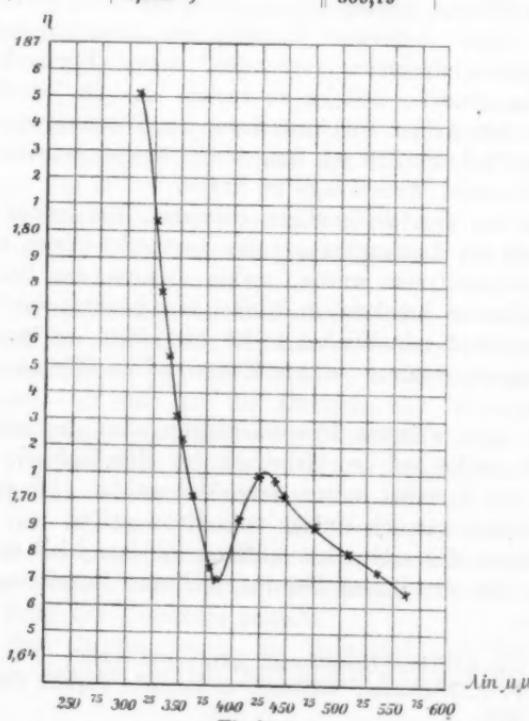


Fig. 10.

Die in der Tabelle für diese Wellenlängen angeführten Werte sind nach der prismatischen Methode ermittelt. Da jedoch die Dispersion bei den benutzten geringen brechenden Winkeln 20—50° nicht genügte, um die Linien 480 und 467 zu trennen, wird der gefundene Wert ihrem Mittel  $\lambda = 474 \mu\mu$  zugeordnet.

Im ultravioletten Spektrum zeigte sich von der Th-Linie 309 ab keine Interferenz mehr.

Die zweite Kolumne der Tabelle enthält die von Martens bestimmten Exponenten.

c) Schwefelkohlenstoff.

Während die Brechungsexponenten des Schwefelkohlenstoffs im sichtbaren Spektrum von zahlreichen Autoren festgestellt sind, liegen über die der ultravioletten Strahlen erst zwei Untersuchungen vor. Die eine wurde von Martens<sup>1)</sup>, die andere von Flatow<sup>2)</sup> vorgenommen. Beide bedienten sich der Biprismenmethode.

Da der Schwefelkohlenstoff außer seinem Hauptabsorptionsgebiet, das etwa bei  $260 \mu\mu$  beginnt, noch eine Absorptionsbande besitzt, deren Absorptionsmaximum nach Martens bei  $323 \mu\mu$  liegt, konnte Flatow, der ein Biprisma mit einem brechenden Winkel von  $30^\circ$  benutzte, nur die Brechungsexponenten der Linien 394, 361, 274 und  $267 \mu\mu$  feststellen.

Martens ermittelte mit einem Biprisma, dessen brechender Winkel  $1^\circ 10'$  betrug, die der Spektrallinien bis  $346 \mu\mu$ , ferner die der Linien 288 bis  $260 \mu\mu$ .

Nach der Interferenzmethode konnten die Brechungsindizes des gesamten sichtbaren und ultravioletten Spektrums bis  $260 \mu\mu$  bestimmt werden. Die Interferenz kam jedoch bei den Linien  $326 \mu\mu$  und  $317 \mu\mu$  nur zustande, wenn der Goldspiegel als Unterlage benutzt wurde, und beschränkte sich auf sechs Streifen.

Die Absorptionsbande veranlaßt eine kleine Anomalie im Verlauf der Brechungsexponenten, wie die Fig. 11 zeigt.

Die Übereinstimmung mit den Martensschen Werten,

1) F. F. Martens, Ann. d. Phys. 6. p. 632. 1901.

2) E. Flatow, Inaug.-Diss. Berlin 1903.

die bei derselben Temperatur  $t = 18^\circ$  festgestellt wurden, ist durchaus befriedigend.

Brechungsexponenten des Schwefelkohlenstoffs.

Wellenlänge	Martens	$n$	Wellenlänge	Martens	$n$
508,59		1,6474*	340,36		1,775
480,00		1,6560*	335,25		1,791
467,83		1,6603*	326,12		1,782
448,13		1,6683*	317,52		1,807
424,52		1,6789*	304,73		1,852
405,80		1,695	298,12		1,875
383,36		1,716	288,11	1,912	1,911
361,19	1,742	1,742	286,35		1,928
346,63	1,767	1,767	274,48	2,009	2,008
			266,33		2,123

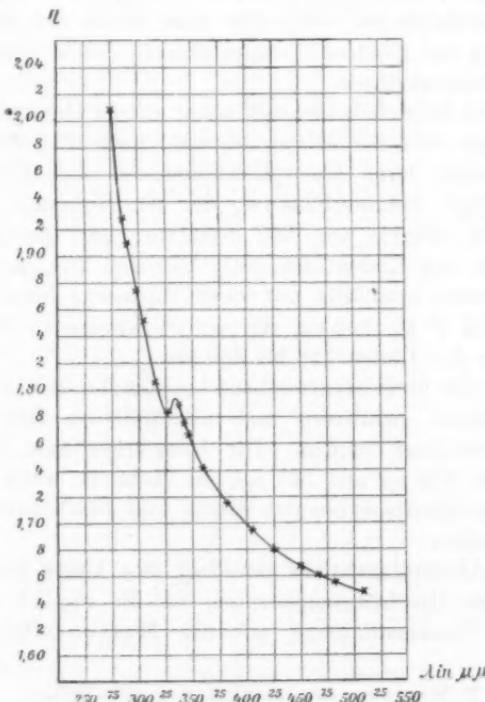


Fig. 11.

Die Brechungsexponenten wurden im sichtbaren Spektrum mit dem Pulfrichschen Refraktometer bestimmt.

Zum Schluß erlaube ich mir, Hrn. Geh. Hofrat Prof. Dr. Winkelmann wie Hrn. Prof. Dr. Straubel, dem ich die Anregung zu der Untersuchung verdanke, für ihre gütigen Ratschläge und Unterstützungen den besten Dank auszusprechen.

Auch möchte ich nicht verfehlten, Hrn. Prof. Dr. Von Gerichten für die freundliche Überlassung der Farbstoffe nochmals zu danken.

Jena, Physikalisches Institut, März 1904.

(Eingegangen 23. Februar 1905.)

4. *Strahlungähnliche  
Erscheinungen bei Wasserstoffsuperoxyd;*  
*von J. Precht und C. Otsuki.*

Eine Reihe von höchst auffälligen Erscheinungen, insbesondere photographischen Charakters, sind von Hrn. Russell<sup>1)</sup> beim Wasserstoffsuperoxyd beobachtet. Neuere Versuche des Hrn. Graetz<sup>2)</sup> haben diesen zu der Ansicht geführt, daß aus ihnen auf eine eigenartige Strahlung des Wasserstoffsuperoxyds geschlossen werden müsse, die von bekannten Strahlungen in mancher Hinsicht abweicht. Von der Natur dieser Abweichungen und der Sicherheit, mit der die Annahme einer neuen Strahlungsart begründet ist, haben wir durch eigene Anschauung festere Vorstellungen zu gewinnen versucht. Wir wollen vorweg bemerken, daß unsere Ergebnisse nicht mit Notwendigkeit die Hypothese besonderer Strahlen, ja auch nicht die Annahme von Strahlen überhaupt erfordern, sondern daß sie im wesentlichen in Übereinstimmung mit Hrn. Russell als Verdampfungserscheinungen ausreichend erklärbar sind.

Wichtig für das Folgende ist eine kurze Erörterung darüber, wann eine Erscheinungsgruppe als von Strahlen herührend zu bezeichnen ist und wann nicht. Ein entscheidendes Merkmal ist hier zweifellos die geradlinige Ausbreitung, wobei es gleichgültig ist, ob das, was sich ausbreitet, körperliche Form hat oder ein Schwingungszustand ist. Bewegte Gasionen können danach ebensogut Strahlen sein wie Wasserstrahlen, Kathodenstrahlen, Becquerelstrahlen etc. und wie andererseits Lichtstrahlen, elektrische Wellen etc. Charakteristisch ist aber, daß die Gesetze der geometrischen Fortpflanzung auf endliche Strecken nachweisbar sein müssen. Bei starker Absorption ist dieser Nachweis unter Umständen nur im Vakuum zu erbringen. Die Durchlässigkeit einer Reihe von flüssigen und

1) J. Russell, Proc. Roy. Soc. **64**. p. 409. 1899.

2) L. Graetz, Physik. Zeitschr. **4**. p. 160 u. 271. 1902; **5**. p. 688. 1904; Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. **6**. p. 296. 1904.

festen Körpern ist kein entscheidendes Merkmal von Strahlen, denn es könnten z. B. elektronenkleine Teilchen in unregelmäßiger Weise durch die Lücken zwischen größeren Teilchen, sagen wir z. B. durch Metalle hindurchgehen, ohne daß wir deswegen von Strahlung sprechen würden. Immerhin ist es üblich geworden, das Durchdringen von Metallen als einen Beweis für Strahlen aufzufassen, da sich in vielen Fällen einer solchen Durchdringung dann auch der Nachweis geradliniger Ausbreitung hat führen lassen.

**Durchgang durch Metalle.**

1. Nach Hrn. Graetz' Angabe erfolgt die photographische Wirkung des Wasserstoffsuperoxyds auch durch Metalle hindurch und er bezeichnet sie deswegen als Strahlungsercheinungen. Insbesondere führt er die Durchlässigkeit von Lenardschem Aluminium als in dieser Hinsicht beweisend an. Wir haben an anderer Stelle<sup>1)</sup> schon darauf hingewiesen, daß wir diese Durchlässigkeit von Aluminium nicht haben bestätigen können. Die besonderen Schwierigkeiten dieser Versuche bestehen erstens darin, vollkommen lochfreie Stücke aufzufinden, dann aber besonders darin, daß das Aluminium bei längerer Einwirkung von Wasserstoffsuperoxyd zerfressen wird, unter Bildung von  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Das Auftreten von Löchern beobachtet man oft schon bei halbstündiger Einwirkung, auch wenn die Oberfläche der Wasserstoffsuperoxydlösung 5 mm vom Aluminium entfernt ist. So kommt es, daß bisweilen ein Durchgang durch vorher lochfreie Stücke vorgetäuscht wird, und daher hat stets nach dem Versuch eine sorgfältige mikroskopische Untersuchung zu erfolgen, wie auch Hr. Graetz betont und ausgeführt hat. Noch auf eine Fehlerquelle ist in diesem Zusammenhang hinzuweisen. Das lochfreie Aluminiumstückchen von etwa 4 qmm Fläche wurde in unseren Versuchen auf einer Glasplatte über einem in dieselbe gebohrten Loch von 0,36 qmm mit Paraffin aufgekittet. Aus der Gestalt des auf der photographischen Platte erhaltenen Eindruckes müßten wir in einigen Fällen den Schluß ziehen, daß Wasserstoffsuperoxyd durch den kapillaren Zwischenraum

1) J. Precht u. C. Otsuki, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellsch.  
7. p. 53. 1905.

zwischen Glas und Paraffin einerseits, Aluminium und Paraffin andererseits hindurchdiffundiert ist. In anderen Fällen haben wir beobachtet, daß von einer zerfressenen Stelle des Aluminiums aus, die aber durch Paraffin gedeckt war, eine Diffusion von Wasserstoffsuperoxyd bis an die empfindliche Schicht stattgefunden hatte. Wir sprechen hier von Diffusion mit dem Vorbehalt, daß die Form des erhaltenen photographischen Eindruckes sehr leicht mit der Vorstellung von einem Diffusionsvorgang, dagegen nicht ungezwungen mit der Idee einer strahlungsartigen Einwirkung in Einklang zu bringen war. Es ist kaum nötig hervorzuheben, wie wichtig es ist, sich an der fertigen entwickelten Platte von der Lage des etwa erhaltenen Bildes in bezug auf das von Aluminium bedeckte Loch durch Messungen gegen vorher angebrachte feste Marken zu überzeugen.

Wir möchten das Ergebnis unserer sehr zahlreichen Beobachtungen wie am oben angeführten Orte auch hier dahin zusammenfassen, daß uns eine strahlungsartige Durchdringung von Aluminium und anderen Metallen durch die Versuche nicht hinreichend gestützt erscheint.

#### Durchgang durch andere Körper.

2. Eine Reihe von Erscheinungen bei nichtmetallischen Körpern legen den Gedanken nahe, daß es sich hierbei um einen Verdampfungs- und Diffusionsvorgang von  $H_2O_2$  handelt, wodurch die obige Erklärung der bei Metallen erhaltenen Bilder eine weitere Stütze erhält. Wir haben die untersuchten Substanzen in Form dünner Schichten auf kleine mit Wasserstoffsuperoxyd gefüllte Tröge mit Hilfe von Paraffin luftdicht aufgekittet, nachdem die Untersuchung von Paraffin selbst ergeben hatte, daß dieses, wie schon Russell gefunden hat, selbst in Zeiten von 38 Std. gegen die photographische Wirkung des  $H_2O_2$  vollständig abschirmte. Die aufgekittete Substanz wurde im Dunkeln mit der photographischen Platte bedeckt. Undurchlässig für die photographische Wirkung erwiesen sich außer den Metallen und Paraffin Ebonit und Glas selbst bei 42 stündiger Exposition. Durchlässig dagegen fanden sich Gelatine, Zelloid, Papier, Weichgummi und Canadabalsam, letzterer aufgetragen auf eine Zelloidhaut. Außer dieser photographischen Prüfung

haben wir stets auch eine chemische Untersuchung mit Hilfe von Titanreagens ( $TiO_2$  in  $H_2SO_4$  gelöst) vorgenommen. Die Reaktion, die chemisch allgemein zum Nachweis von  $H_2O_2$  gebraucht wird, beruht auf der Bildung von Titantrioxyd,  $TiO_3$ , die sich durch Orangefärbung bemerkbar macht. Wir haben die Reaktion in der Form angewandt, daß wir über die aufgekittete Substanz statt der photographischen Platte eine mit Gelatine überzogene Glasplatte brachten. Auf der Gelatine zeigt sich dann die Anwesenheit von  $H_2O_2$  durch die Färbung aufgebrachter Tropfen des Titanreagenses. Ein unmittelbarer Übergang von  $H_2O_2$  wird durch diese Reaktion insofern nicht bewiesen, als von der Wasserstoffsperoxydlösung ausgehender aktiver Sauerstoff dieselbe Wirkung haben würde. Die Art des Überganges könnte Strahlung oder aber Verdampfung und Diffusion sein; wir sehen indessen keine Tatsache, die mit Notwendigkeit zur Annahme einer Strahlung zwingt.

#### Sauerstoffionen und Verdampfung.

3. Der Versuch, aktiven Sauerstoff über einer Wasserstoffsperoxydlösung mit Hilfe von Wursters Tetrapapier (Tetramethylparaphenyldiamin) unmittelbar nachzuweisen, unterliegt dem gleichen Bedenken, da  $H_2O_2$  das Papier in derselben Weise färben würde.

Daß aktiver Sauerstoff von einer  $H_2O_2$ -Lösung nicht ausgeht, wird dagegen sehr wahrscheinlich gemacht durch Versuche der Herren Richarz und R. von Helmholtz<sup>1)</sup>, nach denen reines Wasserstoffsperoxyd auch in zerstäubtem Zustande nicht auf einen Dampfstrahl einwirkt, während aktiver Sauerstoff, wie alle Gasionen, die Strahlreaktion lebhaft auslöst.

Daß aber andererseits aus einer  $H_2O_2$ -Lösung Wasserstoffsperoxyd verdampft, läßt sich auf folgende Weise überzeugend darstellen. Ein gewöhnliches photographisches Negativ wird mit seiner Schichtseite auf eine Schale mit  $H_2O_2$  gelegt. Nach etwa halbstündiger Einwirkung bringt man das Negativ im Dunkeln mit einer gewöhnlichen Bromsilberschicht zusammen, ebenfalls 30 Min., und entwickelt. Es ergibt sich ein Positiv. Man kann diesen Prozeß als Verdampfungskata-

1) F. Richarz u. R. v. Helmholtz, Wied. Ann. 40. p. 161. 1890

typie bezeichnen, denn er entspricht in jeder Hinsicht der von Gros<sup>1)</sup> angegebenen Katatypie mit dem alleinigen Unterschied, daß hier das Wasserstoffsuperoxyd der Bildschicht durch Verdampfung zugeführt wird. An den Silberstellen, an denen keine photographische Wirkung beim Kopieren beobachtet wird, findet katalytische Zersetzung des  $H_2O_2$  in  $H_2O + O$  statt. Da also hier der tatsächlich vorhandene aktive Sauerstoff keine photographische Veränderung beim Kopieren bewirkt, so muß man schließen, daß die bei Wasserstoffsuperoxyd erhaltenen photographischen Erscheinungen nicht durch Sauerstofionen hervorgerufen sein können.

Auch der folgende Versuch verlangt dieselbe Erklärung. Ein über Wasserstoffsuperoxydlösung exponiertes Papier wurde einige Zeit mit einem gewöhnlichen Negativ zur Berührung gebracht und darauf das Papier mit einer oxydierbaren Metallsalzlösung übergossen, z. B. mit Eisensulfat. Das  $H_2O_2$  bildet daraus an den Stellen, in welchen das Negativ durchsichtig ist, Ferrisalz, das mit Pyrogallol ein Bild in schwarzer Farbe hervortreten läßt. Jedenfalls ist also Wasserstoffsuperoxyd als solches bei der Exposition des Papiers durch Verdampfung und Kondensation auf das Papier übergegangen.

#### Ozon.

4. Eine andere Erklärung, die man für die  $H_2O_2$ -Wirkung herangezogen hat, macht das Ozon für die Erscheinungen verantwortlich. In diesem Sinne äußert sich z. B. Hr. Stöckert<sup>2)</sup>. In der Tat hat auch das Ozon photographische Wirkungen, wenigstens im feuchtem Zustande, wie zuerst Hr. Villard<sup>3)</sup>, dann auch Hr. Braun<sup>4)</sup> im Marburger Institut nachgewiesen hat. Wir haben uns also die Frage vorgelegt, ob über Wasserstoffsuperoxydlösung Ozon nachweisbar ist. Als empfindlichstes Reagens für Ozon benutzten wir Tetramethyldiparadiamidodiphenylmethan, welches wir Hrn. Arnold verdanken.<sup>5)</sup> Ozon

1) O. Gros, Deutsche Patentschrift 147131. 1901.

2) O. Stöckert, Naturw. Rundsch. 19. p. 358. 1904.

3) P. Villard, Bull. soc. franç. Phys. Nr. 175. 1902.

4) W. Braun, vgl. z. B. K. Schaum u. W. Braun, Zeitschr. f. wissensch. Phot. 2. p. 285. 1904.

5) C. Arnold, Ber. d. Deutsch. chem. Gesellsch. 35. p. 2908. 1902.

war indessen nicht nachweisbar, so daß uns auch diese Erklärungsmöglichkeit auszuscheiden scheint.

Strahlung und Verdampfung.

5. Die Frage nach der geradlinigen Fortpflanzung der von  $H_2O_2$  ausgehenden Wirkung haben wir auf folgende Weise zu entscheiden gesucht: Ein Schälchen mit  $H_2O_2$ -Lösung (wo nichts anderes bemerkt, haben wir stets 30 proz. Lösung von Merck in Darmstadt angewandt) wurde mit einer Glasplatte bedeckt und direkt darauf eine photographische Platte mit der Schichtseite aufgelegt. Diese erweist sich dann nur außerhalb der Glasfläche geschwärzt, ein Zeichen, daß das Glas selbst undurchlässig ist. Ist der Rand des Schälchens an einigen Stellen dem Rand der Glasplatte sehr nahe, so zeigt sich bei Exposition von 24 Stunden eine geringe Schwärzung an diesen Stellen infolge Diffusion kleiner Mengen Wasserstoffsuperoxyd über den Rand der Glasplatte gegen die photographische Platte (Fig. 1). Kittet man das Glas mit Paraffin luftdicht auf das Schälchen auf, so bleibt jede Wirkung aus. Läßt man über der einfach aufgelegten Platte und der photographischen



Fig. 1.



Fig. 2.

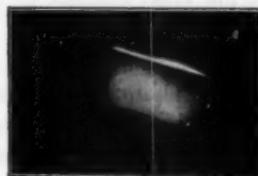


Fig. 3.

Schicht einen geringen Zwischenraum, wir benutzten 0,12 und 1,5 mm, so ergibt sich eine vom Rand gegen die Mitte mit der Dauer der Exposition und der Größe des Zwischenraums wachsende Schwärzung, die nach 24 Stunden fast die Mitte der Platte erreicht (Figg. 2 u. 3). Mit geradliniger Ausbreitung ist diese Schwärzung nicht verträglich. Bedeckt

man das  $H_2O_2$ -Schälchen mit einer zweiten, vollständig über sie übergreifenden Schale von fast gleicher Höhe, so hat 42 stündige Exposition einer auf dieser Schale aufliegenden photographischen Schicht wohl eine intensive Schwärzung des ganzen, außerhalb der Berührungsfläche liegenden Plattenteiles zur Folge, die Fläche selbst bleibt dagegen vollkommen klar



Fig. 4.

(Fig. 4). Bei Annahme einer Verdampfung des  $H_2O_2$  ist auch diese Erscheinung leicht verständlich, mit Strahlung nicht vereinbar.

Folgende Kopierversuche sind in gleichem Sinne zu deuten, wenn sie auch für sich allein betrachtet kein unmittelbares Argument gegen eine Strahlung liefern. Setzt man

reine Gelatine- oder Kollodiumschichten auf Glasplatten der Wirkung von  $H_2O_2$ -Lösung in 1 cm Entfernung für etwa 20 Min. aus, so erhält man starke Schwärzungen auf photographischen Platten, die nachher mit diesen Schichten für etwa 30 Min. zur Berührung gebracht werden.

Erwärmst man die Schichten vor dem Kopieren mit einem heißen Metallstück, so wird die photographische Wirkung geschwächt, erwärmt man schwach über einer Flamme, so wird beim Kopieren kein Bild mehr erhalten. Die Titanreaktion ergibt die nach obigem zu erwartenden Resultate.

#### **Abhängigkeit von der Temperatur.**

6. Die photographischen Wirkungen des Wasserstoffsuperoxyds zeigen eine ganz ungewöhnliche Abhängigkeit von der Temperatur, die schon zu sehr merkwürdigen Hypothesen Veranlassung gegeben hat. Die Grunderscheinung besteht darin, daß bei außerordentlich kleinen Temperaturdifferenzen innerhalb der Platte oder zwischen der Platte und ihrer Umgebung die Abbildungen helle und dunkle Zonen aufweisen. Meistens ist die Mitte heller oder dunkler als der Rand. Von Hrn. Graetz<sup>1)</sup> wird diese Erscheinung als Randwirkung bezeichnet. Hr. Graetz glaubt aus seinen Versuchen schließen zu müssen,

1) L. Graetz, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 6. p. 296. 1904.

daß diejenigen Stellen sich hell abbilden, zu denen ein Wärmestrom hingeht, diejenigen dunkel, von denen ein Wärmestrom kommt, daß also nicht die Temperatur, sondern das Temperaturgefälle maßgebend sei, und zwar je nach seiner Richtung in verschiedener Weise. Die Herren Schaum und Braun<sup>1)</sup> dagegen sind der Ansicht, daß die Wirkung bei 0° fast ganz ausbleibt, dann mit steigender Temperatur bis zu einem Maximum wächst und darauf sehr plötzlich abfällt. Aus anderen Versuchen wird auf das Bestehen zweier Maxima geschlossen.

Wir haben uns zunächst davon überzeugt, daß, wenn die Temperaturen des Gefäßes mit Wasserstoffsuperoxyd und der photographischen Schicht *konstant und gleich* sind, die Abbildungen gleichmäßige Schwärzung über ihre ganze Fläche zeigen. Nur dadurch wird es möglich, messende photographische Versuche anzustellen, über die weiter unten berichtet wird.

Ist die Temperatur der photographischen Platte konstant, aber sehr hoch, wie z. B. beim Aufsetzen einer großen Schale mit siedendem Wasser auf die Glasseite der Platte, so wird überhaupt keine Einwirkung erhalten, obgleich die Empfindlichkeit der photographischen Schicht dabei jedenfalls nicht abnimmt. Bei abnehmender Temperatur der Platte ist unter sonst gleichen Bedingungen die Einwirkung im allgemeinen wachsend, doch gilt das nicht ohne Einschränkung. Während z. B. bei Zimmertemperatur (immer bezogen auf die photographische Schicht) die Schwärzung ziemlich beträchtlich ist, nimmt sie bei 0° wieder ab. Man hat zu bedenken, daß nach unserer Auffassung, zu der sich ein Widerspruch bisher nicht gefunden hat, das Resultat für jede Temperatur der photographischen Platte von zwei Umständen abhängig ist, nämlich einerseits von der Größe der Kondensation, andererseits von dem Einfluß der Temperatur auf die Reaktion zwischen H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> und Bromsilber. Soweit die Kondensation in Betracht kommt, muß die Wirkung mit abnehmender Temperatur der photographischen Platte wachsen, während nach den Versuchen die Reaktion selbst bei tiefer Temperatur schwächer ist.

#### 7. Auf einige Fehlerquellen bei Temperaturversuchen sei

1) K. Schaum u. W. Braun, Zeitschr. f. wissensch. Phot. 2. p. 288.  
1904.

hier kurz hingewiesen. Ein längerer Temperaturausgleich der Platte vor der Entwicklung ist erforderlich, da sonst die Entwicklerlösung an den verschiedenen temperierten Stellen merklich verschieden stark reduziert. Liegt die Schichtseite der Platte auf dem Rand der Schale mit Wasserstoffsuperoxyd auf, so beobachtet man häufig aus verschiedenen Ursachen eine stärkere Kondensation am Rande der Schale. Hier tritt bei längerer Einwirkung sogar ein vollständiges Auflösen der Gelatine ein.

Legt man eine Bromsilbergelatineplatte auf eine kleine Schale mit  $H_2O_2$  (30 Proz.) bei 7 mm Abstand von der Oberfläche 24 Stunden lang auf, so zeigt sich nach einfaches Fixieren der Platte die Randzone des exponierten Teiles vollkommen gelöst, und auch die erhalten gebliebene Mitte läßt eine tiefgreifende Veränderung der Gelatine erkennen. Solche Gelatine löst sich in kaltem Wasser und erstarrt dann nicht wieder.

Eine stärkere Einwirkung am Rand der exponierten Fläche ergibt sich insbesondere bei vorhandenen Temperaturdifferenzen. Legt man eine auf 0 oder  $-17^{\circ}$  abgekühlte Platte auf eine Schale mit  $H_2O_2$  von normaler Temperatur, so findet sich nach dem Entwickeln die Mitte heller, der Rand dunkler, ebenso wenn eine Platte von normaler Temperatur auf ein Gefäß mit  $H_2O_2$  gelegt wird, das durch Eintauchen in heißes Wasser erwärmt ist. Exponiert man im letzteren Falle statt 3 Min. 10 Min., so ist die Randzone wie im obigen Versuch teilweise gelöst, während in der Mitte eine größere Menge Gelatine erhalten bleibt. Wir fassen diese Versuche so auf, daß die Wärmeleitung des Schalenrandes eine höhere Temperatur der Randteile gegenüber der Mitte und damit gesteigerte chemische Einwirkung bedingt.

8. *Randwirkung.* Die von Hrn. Graetz sogenannte Randwirkung wird erhalten, wenn man auf die photographische Platte einen Metallzylinder aufsetzt, dessen Temperatur etwas höher oder etwas tiefer ist als die der Platte selbst. Der Rand wird heller als die Mitte im ersten Fall, dunkler als die Mitte im zweiten Fall. Hr. Graetz faßt, wie oben bemerkt, dies als eine polare thermische Wirkung des Temperaturgefälles auf. Wir haben zunächst festgestellt, daß der von Hrn. Graetz

angegebene Charakter der Erscheinung nur zutreffend ist bei sehr geringen Temperaturdifferenzen, z. B. Temperatur der Platte  $20^{\circ}$ , Temperatur des Metallzylinders  $19$  oder  $21^{\circ}$ . Setzten wir einen Zylinder mit siedendem Wasser auf eine Platte von Zimmertemperatur, so fand sich der ganze dem Metallzylinder entsprechende Kreis gleichmäßig hell, und außerhalb war ein dunklerer Ring stärkerer chemischer Wirkung, also gar keine eigentliche Randwirkung. Außen, wo die Temperatur abnimmt, tritt Kondensation und demgemäß chemische Wirkung in beträchtlichem Maße auf. Durch ähnliche Versuche wird der Gedanke nahe gelegt, daß die Randwirkung abhängt von der Temperaturverteilung zwischen der oberen erwärmten oder abgekühlten Glasseite und der unteren Schichtseite. Wenn auch unter dem Boden des Metallzylinders die Temperatur überall die gleiche ist, so ist infolge der Wärmestromung durch die Glasmasse auf der unteren Seite, welche die Schicht trägt, auch nach Erreichung eines stationären Zustandes immer *die Randzone hälter, bei Abkühlung von oben wärmer als die Mitte.* Diese Auffassung wird durch alle unsere Versuche bestätigt:

Erzeugt man absichtlich schon auf der Glasseite eine ungleiche Temperaturverteilung, indem man eine Glasschale, mit Kältemischung gefüllt, aufsetzt, so erhält man Randwirkung in dem zu erwartenden Sinne, die Mitte bleibt heller als der Rand. Der Erfolg ist also derselbe, als wenn man einen Metallzylinder mit vollkommen ebenem Boden aufgesetzt hätte. Sorgt man dafür, daß die Abkühlung nur in einem einzigen Punkte der Glasseite bewirkt wird, so fällt auf der Schichtseite die helle Mitte überhaupt weg, hier ist vielmehr die größte Schwärzung, die von dort gleichmäßig nach allen Seiten abnimmt. Der Versuch wurde mit einer großen, mit Eis und Wasser gefüllten halbkugeligen Nickelschale ausgeführt. Man hat bei diesen und allen derartigen Versuchen in außerordentlicher Weise für Wärmeisolation gegen die Umgebung zu sorgen, da schon ganz kleine Temperaturungleichheiten zu oft täuschenden Nebenerscheinungen Anlaß geben. Hr. Graetz macht l. c. mit Recht auf die große Empfindlichkeit der Reaktion gegen Temperaturdifferenzen aufmerksam. Um klare Erscheinungen zu haben, mußten wir die Platte und auch die Nickelschale in einem Raum konstanter Temperatur auf Korkspitzen isolieren.

Füllt man die halbkugelige Schale mit Wasser von  $100^{\circ}$ , so ergibt sich in der Mitte ein heller Fleck, von dem aus die Schwärzung nach dem Rande hin zunimmt.

Wenn in Wirklichkeit die Wärmeverteilung in der Glasmasse der photographischen Platte den oben ihr zugeschriebenen Einfluß hat, so müssen die Erscheinungen der Randwirkung aufhören, wenn man statt der Glasplatten photographische *Häute* verwendet, bei denen wegen der geringen Dicke die Temperatur auf beiden Seiten als gleich anzusehen ist. Das bestätigt sich vollkommen, am einfachsten bei der Anstellung von Vergleichsversuchen. Füllt man z. B. einen Kupfertiegel mit ebenem Boden mit Eis und Wasser oder auch mit Kältemischung, so zeigt sich bei Anwendung einer Glasplatte die als Randwirkung bekannte Erscheinung: der Rand des Bildes ist dunkler. Exponiert man in gleicher Weise einen Film, so hat der dem Schalenboden entsprechende Teil ganz gleichmäßige Schwärzung und erst *außerhalb*, wo die Temperatur weniger tief ist, zeigt sich als Folge der gemeinsamen Wirkung von Kondensation und Stärke (oder Geschwindigkeit) der chemischen Reaktion eine intensivere Schwärzung. Wir wollen indessen hervorheben, daß die Randwirkung, als durch relativ kleine Temperaturdifferenzen bedingt, sicher im wesentlichen von der Abhängigkeit der chemischen Reaktion von der Temperatur beeinflußt wird. Ihr Temperaturkoeffizient muß eine sehr beträchtliche Größe haben, wie z. B. aus den Versuchen von Hrn. Graetz folgt, bei denen auf einer Platte von  $21^{\circ}$  zwei Metallzylinder mit Wasser von  $20,5$  und  $21,5^{\circ}$  standen. Unter dem kälteren Zylinder ist der Rand etwas wärmer als die Mitte, infolgedessen die chemische Wirkung dort stärker und daher der Rand dunkler. Unter dem wärmeren Zylinder ist der Rand etwas kälter als die Mitte, daher die chemische Wirkung geringer und die Abbildung des Randes heller. Betrachtet man die Kondensation allein, so sollte die Erscheinung umgekehrt sein. Die Abhängigkeit der Reaktion von der Temperatur muß also ungleich größer sein als der Einfluß der Kondensation.

Die Erscheinungen der sogenannten Rückabbildung (die bei *kleinen* Metallstücken übrigens vollständig ausbleiben) sind auf Temperatureinfluß widerspruchsfrei zurückzuführen.

## Abhängigkeit von der Konzentration.

9. Die photographische Wirkung einer gegebenen Menge Wasserstoffsuperoxyd hängt bei sonst gleichen Bedingungen ab von der Konzentration der Lösung. Um die Gesetzmäßigkeit klar herauszuschälen, haben wir je 1 ccm von Lösungen verschiedener, durch Titrieren mit Kaliumpermanganat bestimmter Konzentration aus gleichem Abstand von 1 cm bei konstanter Zimmertemperatur gleich lange auf photographische Platten einwirken lassen. Die Bedingungen der weiteren photographischen Behandlung (Entwickeln, Fixieren, Waschen, Trocknen) wurden ebenfalls konstant gehalten. Der Grad der Schwärzung, die relative Dichtigkeit der erhaltenen Platten wurde mit einem Polarisationsphotometer bestimmt. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Darin bedeutet  $C$  Konzentration in Gewichtsprozenten,  $D_r$  relative Dichtigkeit, gleich  $2 \log(\operatorname{tg} \alpha_{\text{Ag}} - \operatorname{tg} \alpha_s)$ , wo  $\alpha_{\text{Ag}}$  und  $\alpha_s$  die Photometerablesungen für den durch  $\text{H}_2\text{O}_2$  geschwärzten und den nur infolge von Entwicklungsschleier geschwärzten Teil der Platten sind.

Tabelle 1.

$C$	$\log C$	Exposition 1200 Sek. $D_r$	Exposition 420 Sek. $D_r$	Exposition 140 Sek. $D_r$
30	1,477	0,696	0,289	0,087
10	1,000	1,145	0,407	0,058
3	0,477	1,245	0,366	0,030
1	0,000	0,996	0,176	0
0,3	0,477—1	0,741	0,065	
0,1	0,000—1	0,358	0	
0,03	0,477—2	0,137		
0,01	0,000—2	0,060		

Diese Zahlenergebnisse sind durch die folgende Kurvendarstellung (Fig. 5) anschaulicher gemacht.

Die Abszissen bezeichnen Logarithmen der Konzentration, die Ordinaten relative Dichtigkeiten. Man erkennt, wie die photographische Wirkung mit der Konzentration bis zu einem Maximum ansteigt, um dann wieder abzunehmen. Für jede

Konzentration wächst die Dichtigkeit mit der Expositionszeit; dieser Zusammenhang wird weiter unten eingehender untersucht. Dagegen verdient die Tatsache, daß z. B. bei 20 Min. Exposition die chemische Wirkung einer 3 proz. Lösung bedeutend größer ist als die einer 30 proz. Lösung unter sonst gleichen Bedingungen, hier nähere Betrachtung. Ein solches Verhalten erklärt sich ungezwungen auf Grund der Untersuchungen Konowalows<sup>1)</sup> über den Dampfdruck von Flüssigkeitsgemischen. Der Dampfdruck von 30 proz. Wasserstoffsuperoxydlösung ist kleiner als der von Wasser, demnach auch kleiner als der Dampfdruck von  $H_2O_2$ -Lösungen von geringem Prozentgehalt, z. B. einer 3 proz. Lösung. Aus letzterer verdampft also pro Zeiteinheit die größere Menge  $H_2O + H_2O_2$ .

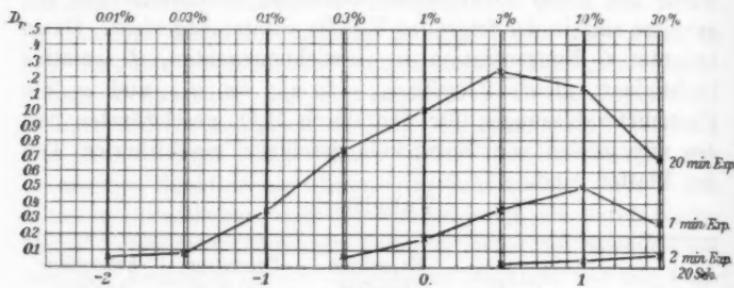


Fig. 5.

und aus Lösungen noch kleinerer Konzentration wird die gesamte verdampfte Menge noch größer sein. Nun hängt aber die chemische Wirkung nicht von der gesamten verdampften Menge, sondern von der pro Zeiteinheit aus dem Gemisch verdampfenden Menge  $H_2O_2$  ab, und es ist durchaus plausibel, daß diese bei von Null ansteigender Konzentration einen Maximalwert erreicht, der beträchtlich größer sein kann als die aus der gesättigten Lösung verdampfende Menge.

#### Abhängigkeit von der Expositionszeit.

10. Für 3- und 30 proz. Lösung haben wir den Einfluß der Expositionsdauer auf die photographische Wirkung näher

1) D. Konowalow, Wied. Ann. 14. p. 34 u. p. 219. 1881. Auch W. Nernst, Theoretische Chemie 2. Aufl. p. 111. 1898.

verfolgt. Es ist eine schon von Russell festgestellte Tatsache, daß bei sehr langer Einwirkung von  $H_2O_2$  auf Bromsilbergelatine die anfangs starke Veränderung wieder abnimmt, daß also eine ähnliche Erscheinung auftritt wie die bei Lichtstrahlung als Solarisation bezeichnete. Diese Umkehrung wurde in unseren Versuchen (1 ccm  $H_2O_2$ , 1 cm Abstand von der photographischen Platte, konstante Zimmertemperatur von  $18^\circ$ ) erst bei einer Exposition von 17 Stunden beobachtet, für beide Lösungen. Das Zahlenmaterial findet sich in der folgenden Tab. 2, die graphische Darstellung der Beobachtungsergebnisse in der Fig. 6. E.-D. in Tab. 2 bedeutet Entwicklungsdauer.

Tabelle 2.

$t$ (Sek.)	$\log t$	Edinol		Eisenoxalat	
		E.-D. 60 Sek. $H_2O_2$ 3 proz. $D_r$	E.-D. 60 Sek. $H_2O_2$ 30 proz. $D_r$	E.-D. 60 Sek. $H_2O_2$ 3 proz. $D_r$	E.-D. 120 Sek. $H_2O_2$ 3 proz. $D_r$
60	1,778	0	0	0	0
300	2,477	0,168	0,098	0,109	0,177
600	2,778	0,326	0,216	0,091	0,230
1200	3,079	0,478	0,268	0,262	0,270
1800	3,255	0,798	0,882	0,065	0,152
2400	3,880	0,672	0,376	0,346	0,728
3000	3,477	0,807	0,398	0,262	0,368
3600	3,556	0,942	0,530	0,206	0,183
5400	3,732	1,020	0,682	0,198	0,234
7200	3,857	1,042	0,790	0,169	0,121
9000	3,954	0,822	0,662	0,181	0,216
10800	4,033	0,936	0,780	0,204	0,206
12600	4,100	0,870	0,730	0,097	0,116
14400	4,158	0,822	0,724	0,124	0,077
16200	4,210	0,792	0,688	0,143	0,184
18000	4,255	—	—	0,078	—
61200	4,787	1,500	1,646	—	—
75600	4,879	1,146	1,272	—	—
144000	5,158	0,676	0	—	—

In der Fig. 6 sind die beobachteten Werte einfach durch gerade Linien verbunden. Die Abszissen bedeuten Logarithmen der Expositionszeit, die Ordinaten relative Dichtigkeiten. Be-

trachten wir zunächst die oberen Linien, die für 3- und 30 proz. Lösung die bei Entwicklung mit Edinol erhaltenen Dichten wiedergeben, so erkennt man deutlich, wie für 3 proz. Lösung die photographische Wirkung unter den gegebenen Bedingungen größer ist als für 30 proz. Bei einer Exposition von etwa 8 Stunden sind die Wirkungen beider Lösungen gleich, dann überwiegt die 30 proz. Lösung etwas, und von 17 Stunden ab nimmt die Einwirkung beider Lösungen ab. Der Schnittpunkt beider Linienzüge bei 8 Stunden bezeichnet den Zustand, bei

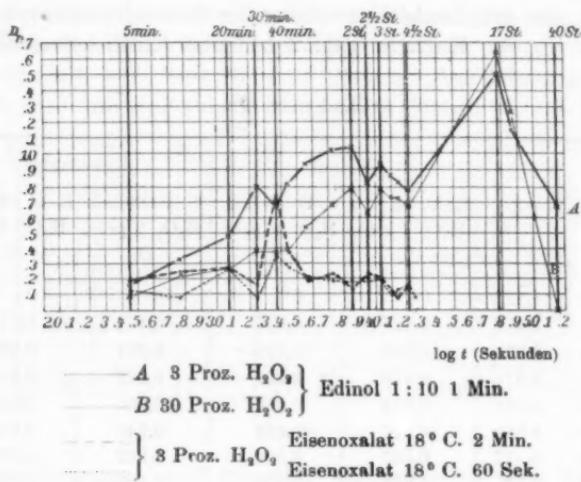


Fig. 6.

dem aus beiden Lösungen pro Zeiteinheit die gleiche Menge  $H_2O_2$  verdampft.

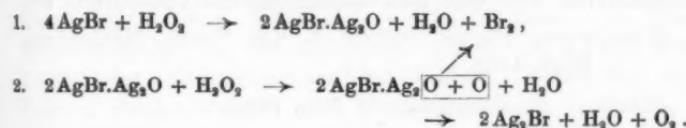
11. Die beiden Linienzüge *A* und *B* zeigen noch eine Eigentümlichkeit, die wir nicht aufgeklärt haben. Man sieht nämlich, daß je zwei untereinander liegende Punkte von *A* und *B* sich im allgemeinen in der Weise entsprechen, daß sie für gleiche Exposition die gleiche Bewegung nach oben oder unten zeigen. Nun sind zwar je zwei solcher Platten gleichzeitig in der gleichen Schale entwickelt, aber es ist ausgeschlossen, daß etwa von Entwicklungsdauer und Zusammensetzung der Entwicklerlösung die angedeutete Eigentümlichkeit abhänge, denn diese Faktoren sind soweit konstant gehalten,

als das überhaupt erreichbar ist. Auch läßt sich an den beiden unteren Linienzügen, welche bei Eisenoxalatentwickelung verschiedener Dauer mit 3 proz. Lösung erhalten sind, dieselbe Eigenschaft verfolgen. Bemerkenswert ist ferner, daß der alkalische Entwickler für einen Teil des Verlaufes der Linien dort ein Ansteigen ergibt, wo der saure eine Abnahme zeigt und umgekehrt. Es läßt sich darüber nur sagen, daß diese Unterschiede wahrscheinlich von dem entgegengesetzten Verhalten beider Entwickler gegen  $H_2O_2$  herrühren.

#### Chemische Betrachtungen.

12. Ob die durch  $H_2O_2$  bewirkte Veränderung von Bromsilbergelatine ähnlicher Natur ist wie die durch Licht erzeugte, läßt sich zwar nicht endgültig entscheiden, aber es gibt verschiedene Momente, die dafür sprechen. Erwähnt ist schon das Auftreten der Solarisation. Wir haben ferner gefunden, daß auch die Einwirkung von Brom auf die exponierte Schicht den Eindruck unentwickelbar macht, ähnlich wie das latente Lichtbild durch Brom zerstört wird.

Die Art des chemischen Vorganges kann man sich etwa nach folgendem Schema verlaufend denken:



Für die Bildung des Oxybromids berufen wir uns auf Meldola<sup>1)</sup>, während andererseits die Umwandlung leicht reduzierbarer Metalloxyde durch Wasserstoffsuperoxyd in der Weise verläuft<sup>2)</sup>, daß zunächst  $H_2O_2$  in  $H_2O$  und aktiven Sauerstoff gespalten wird und daß letzterer mit dem Sauerstoffatom des Metalloxyds ein Molekül bildet.

Die Gleichungen sollen natürlich nur ein Bild davon geben, wie man sich den wahrscheinlichen Verlauf der Reaktion anschaulich machen kann.

1) R. Meldola, The Chemistry of Photography p. 56. London 1891.

2) H. Erdmann, Anorg. Chem. p. 141. 1900; auch V. v. Richter, Lehrb. d. anorgan. Chem. p. 110. 1902.

## Zusammenfassung.

1. Sofern man geradlinige Ausbreitung und Durchgang durch Metalle als Beweis für einen Strahlungsvorgang ansehen will, kann aus unseren Versuchen auf eine Strahlung des Wasserstoffsuperoxyds nicht geschlossen werden.
2. Die photographischen Wirkungen von Wasserstoffsuperoxyd können nicht unmittelbar von Sauerstoffionen herrühren.
3. Die Reaktion zwischen Wasserstoffsuperoxyd und Bromsilbergelatine zeigt eine beträchtliche Abhängigkeit von der Temperatur. Diese große Temperaturempfindlichkeit bedingt die Erscheinungen der sogenannten Randwirkung und Rückabbildung. Bei konstanter und gleicher Temperatur von  $H_2O_2$  und Bromsilber bleiben diese Erscheinungen aus.
4. Die photographische Wirkung wächst mit der Konzentration bis zu einem Maximum und nimmt dann wieder ab. Sie hängt ab von der in der Zeiteinheit verdampfenden Menge Wasserstoffsuperoxyd und ist, weil die Verdampfung aus einem Flüssigkeitsgemisch,  $H_2O_2 + H_2O$ , erfolgt, unter Umständen für 3 proz. Lösung größer als für 30 proz.
5. Bei gleicher Konzentration wächst die chemische Veränderung mit der Dauer der Einwirkung. Nach Erreichung eines Maximalwertes tritt eine solarisationsähnliche Umkehrung ein.

Hannover, Physik. Institut d. Kgl. Techn. Hochschule,  
1. März 1905.

(Eingegangen 4. März 1905.)

5. *Die Energieisothermen des Wassers bei hohen Temperaturen;*  
*von C. Dieterici.*

1. In einer vor kurzem erschienenen Arbeit<sup>1)</sup> habe ich die Resultate meiner Beobachtungen über die Flüssigkeitswärme des Wassers mitgeteilt. Während dort nur die auf Temperaturen unter 100° C. sich beziehenden Beobachtungen diskutiert sind, sollen hier die bei höheren Temperaturen gemachten Beobachtungen zu der Berechnung der Energieisothermen des Wassers benutzt werden.

In jener Arbeit ist hervorgehoben, daß, da die untersuchte Substanz, das Wasser, in vollkommen geschlossenen Gefäßen erhitzt, also äußere Arbeit nicht geleistet wurde, tatsächlich die Energieänderung des Wassers im flüssigen Zustande unter dem Sättigungsdruck oder, wie ich sie auch bezeichnet habe, die „innere“ spezifische Wärme des Wassers zur Wahrnehmung gelangt ist. Wir sind nun gewohnt, uns den Zustand einer Substanz in dem bekannten  $p v$ -Blatt durch die Druckisothermen und die die Sättigungszustände verbindende Grenzkurve oder Sättigungskurve darzustellen. Durch die ausgeführten Beobachtungen sind wir daher auch imstande, für jeden Punkt des inneren Astes der Grenzkurve den Energieüberschuß bei  $t^{\circ}$  über dem Sättigungszustand bei 0° C., welcher hier als Nullniveau der Energie gewählt wird, in Kalorien gemessen durch  $c_m \cdot t$  anzugeben.<sup>2)</sup> Weiter ist aber bei  $t^{\circ}$  C. der Energieüberschuß des gesättigten Dampfzustandes über dem des flüssigen Zustandes durch die innere Verdampfungswärme  $\varrho_t$  bestimmt und folglich ist auch durch

$$c_m \cdot t + \varrho_t$$

1) C. Dieterici, Ann. d. Phys. **16**. p. 593—620. 1905.

2) Es ist hierdurch wohl deutlich, daß unter Energieüberschuß bez. abgekürzt ‚Energie‘ im Sinne der mechanischen Wärmetheorie die Wärmemenge gemeint ist, welche von außen dem System zugeführt werden muß, um die innere Arbeit zu leisten.

der Energieüberschuß des bei  $t^{\circ}$  C. dampfförmigen Sättigungszustandes über dem gewählten Nullniveau gegeben.

Endlich ist durch die bekannte Gleichung der mechanischen Wärmetheorie

$$\left( \frac{\partial U}{\partial v} \right)_{\phi} = \vartheta \left( \frac{\partial p}{\partial \vartheta} \right)_v - p,$$

deren Integration zwischen den Sättigungszuständen ja auch den Ausdruck für die innere Verdampfungswärme liefert, ganz allgemein die Energieänderung mit dem Volumen bei konstanter Temperatur gegeben. Sind also für den ungesättigten Dampfzustand die bei jedem Volumen und Temperatur auftretenden Drucke bekannt, so ist es möglich, die Energieänderung, vom Sättigungszustand beginnend, auch im ungesättigten zu verfolgen und daher auch die Energieisothermen zu konstruieren.

Die Berechnung und Darstellung der Energieisothermen in einem  $Uv$ -Blatt ist außerordentlich lehrreich und kann in ihrer Bedeutung den Druckisothermen im  $p v$ -Blatt an die Seite gestellt werden, denn während die letzteren die bei einer Änderung des Systems geleistete äußere Arbeit abzulesen gestatten, geben die ersten den auf innere Arbeit aufzuwendenden Wärmebedarf. Die Berechnung soll hier für die Temperaturen  $160$ — $260^{\circ}$  C. ausgeführt werden, weil durch die Beobachtungen von W. Ramsay und S. Young<sup>1)</sup> über den Druck des überhitzen Wasserdampfes für dieses Temperaturintervall die nötigen Daten vorliegen. Die erreichbare Genauigkeit ist zwar keine vollständig befriedigende, sie genügt aber, um wenigstens die wichtigsten Eigenschaften der Energieisothermen hervortreten zu lassen.

2. Der Energieüberschuß des flüssigen Wassers unter dem Sättigungsdruck ist bis  $300^{\circ}$  C. durch meine Beobachtungen direkt auf etwa 0,2 Proz. genau gegeben. Bei der Berechnung der inneren Verdampfungswärme des Wassers treten aber sofort Unsicherheiten auf. Es ist nicht möglich, sie auf die bekannten kalorimetrischen Versuche Regnaults über die Verdampfungswärme des Wassers zu stützen, da diese nur bis

---

1) W. Ramsay u. S. Young, Phil. Transact. London A. p. 107 bis 130. 1892.

195° C. gehen und gerade bei Temperaturen über 200° C. bei Wasser vollständig andere Verhältnisse eintreten.

Daher habe ich die Berechnung mit den bekannten Gleichungen für die Verdampfungswärme

$$r = \vartheta \cdot \frac{dp_s}{d\vartheta} (v_2 - v_1)$$

und die äußere Arbeit

$$A = p_s (v_2 - v_1)$$

ausgeführt, und dabei neben den von Battelli<sup>1)</sup> und Ramsay und Young bei hohen Temperaturen ausgeführten Beobachtungen über das spezifische Volumen des gesättigten Dampfes  $v_2$  bez. der Flüssigkeit  $v_1$  noch zwei Gesichtspunkte herangezogen.

Wie ich in einer kürzlich erschienenen Notiz<sup>2)</sup> nachgewiesen, zeigt bei Wasser zwischen 150° C. und der kritischen Temperatur 365° C. das Verhältnis  $A:r$  oder der Nutzeffekt des isothermen Verdampfungsvorganges eine besonders einfache Abhängigkeit von der (absoluten) Temperatur; denn es ergab sich

$$\frac{r}{A} = \frac{\vartheta}{p_s} \cdot \frac{dp_s}{d\vartheta} = \frac{7,4 \vartheta_m}{\vartheta}.$$

Hierdurch ist zunächst das Verhältnis  $r:A$  so genau bestimmt, wie es die Dampfdruckbeobachtungen überhaupt nur zulassen. Gelingt es nun weiter, für eine der beiden Größen noch eine Abhängigkeit von  $\vartheta$  zu finden, so sind beide, und also auch ihre Differenz, die innere Verdampfungswärme  $\varrho$ , bestimmt.

Ferner habe ich in einer früheren Arbeit<sup>3)</sup> darauf aufmerksam gemacht, daß die äußere Arbeit  $A$  bei niederen Temperaturen mit dieser wächst, bei hohen aber abnimmt, um bei der kritischen Temperatur dem Werte Null zuzustreben. Bei einer gewissen Temperatur  $\vartheta_m$  hat also  $A = p_s(v_2 - v_1)$  ein Maximum und dieses fand sich bei verschiedenen Substanzen nahezu gleich, bestimmt durch

$$\frac{\vartheta_m}{\vartheta_n} = 1,3,$$

1) Vgl. A. Battelli, Winkelmanns Handbuch II, 2. p. 769. 1896.

2) C. Dieterici, Ann. d. Phys. 15. p. 860—864. 1904.

3) C. Dieterici, Ann. d. Phys. 6. p. 861—869. 1901.

oder bei der reduzierten Temperatur

$$\tau_m = \frac{\vartheta_m}{\vartheta_\infty} = 0,77.$$

Auch bei Wasser bewahrheitet sich diese Bemerkung, denn für Wasser ist das spezifische Volumen des gesättigten Dampfes  $v_2$ , des Dampfes beobachtet von Battelli<sup>1)</sup>:

$t$	$v_2$
182,9	187,6 ccm
202,2	125,4
231,4	72,41

und Ramsay und Young geben folgende zwei Zahlenreihen an, die eine als beobachtet, die zweite als durch Ausgleich wieder berechnet:

$t$	$v_2$ beob.	$v_2$ ber.
230	73,00 ccm	73,06
240	60,65 "	61,28
250	50,30 "	51,48
260	42,40 "	43,19
270	37,20 "	36,15

Eine graphische Darstellung dieser Zahlen lässt die in folgender Tabelle I benutzten Werte für  $v_2$  ablesen, die von Ramsay und Young beobachteten Flüssigkeitsvolumen sind unter  $v_1$  angeführt und unter  $p_s$  der Dampfdruck. Damit sind dann unter  $A$  die äußeren Arbeiten in Kalorien berechnet, wobei das mechanische Wärmeäquivalent gleich 427,4 Gramm-Meter gesetzt ist.

Wenn ja natürlich eine Kurvendarstellung der Werte für  $v_2$  die Einzelwerte nicht auf Bruchteile eines Prozentes genau geben kann; so zeigt doch die Berechnung und eine graphische Darstellung der äußeren Arbeiten, daß diese Größe zwischen

1) A. Battelli, l. c.

Tabelle I.

$t$	$v_2$ ccm	$v_1$ ccm	$p_2$ mm Hg	$A$ Kal.
180	197,5	1,1260	7435	46,45
190	161,0	1,1407	9815	47,37
200	130,5	1,1566	11550	47,52
210	106,0	1,1738	14210	47,89
220	87,5	1,1914	17815	47,53
230	72,7	1,2112	20945	47,62
240	60,4	1,2320	25155	47,33
250	50,5	1,2538	29985	46,95
260	42,5	1,2755	35520	46,59
270	36,0	1,2985	41810	46,03

200 und 230° C. etwa bei  $t = 220^{\circ}$  C. ein Maximum haben muß. Bei Annahme von  $t_m = 220$  wird aber

$$\frac{\vartheta_{\infty}}{\vartheta_m} = \frac{688}{493} = 1,294,$$

oder fast genau gleich dem bei anderen Stoffen gefundenen Werte.

Die vorstehende Arbeitsberechnung lehrt also, daß, wenn man nach einer empirischen Formel für die Verdampfungswärme des Wassers in diesem Temperaturintervall sucht, nur eine solche Anwendung finden kann, welche mit Hilfe der Beziehung

$$\frac{r}{A} = \frac{7,4 \vartheta_{\infty}}{\vartheta}$$

bei annähernd  $\vartheta = 493$  ein Maximum für  $A$  mit dem ange nähernten Werte  $A = 47,5$  Kal. berechnen läßt.

Bei dieser Temperatur ist, wie sich aus

$$\frac{dA}{d\vartheta} = \frac{1}{7,4 \vartheta_{\infty}} \frac{d}{d\vartheta}(r \cdot \vartheta) = 0$$

sofort ergibt,

$$\frac{dr}{d\vartheta} = \frac{d(r + A)}{d\vartheta} = \frac{d(r + A)}{d\vartheta} = - \frac{r}{\vartheta}.$$

Die bekannte Regnaultsche Formel für die Verdampfungswärme des Wassers genügt dieser Bedingung nicht; ebenso-

wenig Hrn. Winkelmanns<sup>1)</sup>) Berechnung der Regnaultschen Versuche. Dagegen kann man durch

$$r = 594,8 - 0,559 \cdot t - 0,000\,002\,234 \cdot t^2$$

die Regnaultsche Formel so erweitern, daß sie sowohl meine bei 0° C. früher ausgeführte Bestimmung<sup>2)</sup> der Verdampfungswärme wiedergibt, zwischen 100 und 200° C. die Regnaultschen Beobachtungen darstellt, in der Nähe von 220° ein Arbeitsmaximum berechnen läßt und auch mit den Beobachtungen von Ramsay und Young in guter Übereinstimmung ist. Diese Formel habe ich bei einer für technische Zwecke bestimmten Publikation benutzt.<sup>3)</sup>

Ihr Mangel liegt darin, daß sie nicht für  $t = t_{\star}$  auf den Wert  $r_{\star} = 0$  führt, und daher habe ich nach einer weiteren Darstellung der Abhängigkeit der Verdampfungswärme von der Temperatur gesucht.

Den Ausgangspunkt bildete Hrn. Thiesen's Gleichung<sup>4)</sup>

$$r = a \cdot \sqrt[3]{\vartheta_{\star} - \vartheta},$$

für welche zwar eine theoretische Begründung fehlt, welche aber mit der Gleichung

$$\frac{dr}{d\vartheta} = - \frac{r}{\vartheta}$$

sofort die Temperatur des Arbeitsmaximums bei

$$\vartheta_m = \frac{3}{4} \vartheta_{\star},$$

oder bei der reduzierten Temperatur

$$\tau_m = \frac{\vartheta_m}{\vartheta_{\star}} = 0,75$$

berechnen läßt, d. h. für Wasser bei  $t_m = 205,5^\circ$  C.

1) A. Winkelmann, Wied. Ann. 9. p. 208—239. 1880.

2) C. Dieterici, Wied. Ann. 37. p. 494—508. 1889. Der unter Zugrundelegung der von Schuller und Wartha für das Eiskalorimeter 15,44 mg Hg für die mittlere Kalorie erhaltene Wert war 596,80; er ist hier auf die von mir neu bestimmte Zahl 15,491 mm Hg umgerechnet.

3) C. Dieterici, Zeitschr. d. Vereins Deutscher Ingenieure 49. p. 362—367. 1905.

4) M. Thiesen, Verhandl. d. physik. Gesellsch. zu Berlin 16. p. 80 bis 82. 1897.

Die Arbeitsberechnung der Tab. I verlangt zwar das Arbeitsmaximum bei  $220^{\circ}$  C. oder der reduzierten Temperatur  $\tau = 0,77$ , aber die Tatsache, daß die Thiesensche Formel einen naheliegenden Wert für diese Temperatur ergibt, ist beachtenswert. Und in der Tat genügt es, in die Thiesen-sche Formel die innere Verdampfungswärme  $\varrho$  statt der totalen  $r$  einzuführen, also

$$\varrho = \alpha \cdot \sqrt[3]{\vartheta_s - \vartheta} = \alpha \sqrt[3]{\vartheta_s} \cdot \sqrt[3]{1 - \tau}$$

zu setzen, um mit Hilfe der Bedingung für das Arbeitsmaxi-mum die reduzierte Temperatur dieses bei

$$\tau_m = \frac{\vartheta_m}{\vartheta_s} = 0,77$$

berechnen zu lassen, d. h. so, wie es die Tab. I verlangte. Die Konstante  $\alpha$  ist durch die Maximumsbedingung nicht be-stimmt, sie kann aber durch eine Annahme über die Größe der äußeren Arbeit bei  $\vartheta_m$  bestimmt werden, und da diese nach der Tab. I den angenäherten Wert  $A = 47,50$  Kal. haben muß, so erhält man für Wasser

$$\varrho = [77,54 \cdot \sqrt[3]{\vartheta_s - \vartheta}] \text{ Kal.},$$

oder auch

$$\varrho = 667,53 \cdot \sqrt[3]{1 - \tau} \text{ Kal.}$$

Mit dieser Formel ist in der folgenden Tabelle zunächst  $\varrho$ , die innere Verdampfungswärme, dann durch

$$\frac{\varrho}{A} = \frac{7,4 \cdot \vartheta_s}{\vartheta} - 1$$

die äußere Arbeit  $A$ , und durch die Summe auch  $r$ , die totale Verdampfungswärme, berechnet; dann folgt der Dampfdruck und die den angegebenen Werten von  $A$  entsprechenden Sättigungs-volumen.

Unter  $U_1$  ist dann der nach meinen Beobachtungen durch  $c_m \cdot t$  gegebene Energieüberschuß des flüssigen Wassers bei  $t^{\circ}$  C. über  $0^{\circ}$  C., und durch Addition von  $\varrho$  unter  $U_2$  der Energieüberschuß des gesättigten Dampfes angeführt.

Tabelle II.

	$\varrho$ Kal.	$A$ Kal.	$r$ Kal.	$p_s$ mm Hg	$v_1$ ccm	$v_2$ ccm	$U_1$ Kal.	$U_2$ Kal.
150	464,5	45,71	510,2	3550	1,09	405,9	150,9	615,4
160	457,2	46,16	503,4	4596	1,10	316,8	161,2	618,4
170	449,7	46,56	496,2	5875	1,11	250,2	171,6	621,3
180	441,8	46,89	488,7	7435	1,13	199,8	182,0	623,8
190	433,7	47,18	480,9	9315	1,14	160,3	192,5	626,2
200	425,3	47,35	472,6	11550	1,16	130,1	203,1	628,4
210	416,5	47,47	464,0	14210	1,17	106,2	213,8	630,3
220	407,4	47,50	454,9	17815	1,19	87,43	224,5	631,9
230	397,8	47,43	445,2	20945	1,21	72,40	235,3	633,1
240	387,7	47,26	435,0	25158	1,23	60,30	246,1	633,8
250	377,1	46,97	424,0	29985	1,25	50,50	257,2	634,3
260	365,8	46,56	412,4	35520	1,27	42,48	268,2	634,0
270	353,8	45,98	399,8	41810	1,30	35,87	279,4	633,2
280	340,9	45,23	386,1	48950	(1,32)	30,37	290,6	631,5
290	327,0	44,27	371,3	56930	(1,35)	25,80	301,9	628,9
300	311,8	43,06	354,9	65900	(1,38)	21,92	313,5	625,3

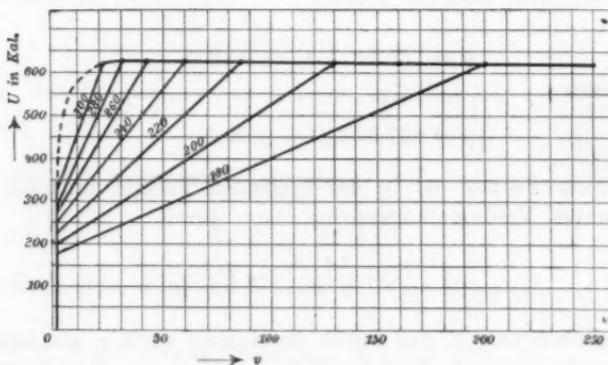


Fig. 1.

Konstruiert man, wie es in Fig. 1 geschehen ist, den Zahlen dieser Tabelle entsprechend die Energiekurve der Sättigungszustände des Wassers in einem  $Uv$ -Blatt, so sieht man, daß die Energiegrenzkurve zuerst fast senkrecht aufsteigt. In dem Gebiet zwischen  $v_s = 1,4$  und  $v_s = 22$  ccm muß dann eine

scharfe Krümmung eintreten, welche, weil die nötigen experimentellen Daten fehlen, in der Figur punktiert gezeichnet ist. Bei etwa  $v_s = 50$  ccm oder der Sättigungstemperatur  $t = 250^\circ\text{C}$ . hat die Energiegrenzkurve ein Maximum, dem eine langsame Abnahme bei wachsendem  $v$  folgt. Die Energiekurve der Grenzzustände hat also eine vollkommen andere Gestalt als die Druckkurve der Grenzzustände. Denn während letztere ihr Maximum im kritischen Volumen hat, welches bei Wasser wohl bei  $v = 4$  ccm zu suchen ist<sup>1)</sup>, hat die Energiekurve ihr Maximum bei einem viel größeren Volumen, bei  $v = 50$  ccm, welches dadurch bestimmt ist, daß bei der diesem Sättigungsvolumen entsprechenden Temperatur die Zunahme der Flüssigkeitswärme gleich ist der Abnahme der inneren Verdampfungswärme.

Die geraden geneigten Linien, welche bei gegebener Temperatur die Sättigungsvolumina verbinden, entsprechen den horizontalen Linien konstanten Dampfdruckes im  $p v$ -Blatt. Sie geben im Energiediagramm den Energiesprung bei der Verdampfung oder die innere Verdampfungswärme, und sind die Durchschnitte der Energieisothermen durch die Sättigungsfläche der Energie im Zweiphasenzustand. Die kritische Energieisotherme muß, weil ja  $v_2 = v_1 = v_s$  wird, die Sättigungskurve im Punkte  $v = v_s$ , also für Wasser etwa bei  $v = 4$  ccm tangieren.

3. Es handelt sich nun darum, die Energieisothermen in das Gebiet der Überhitzung zu verfolgen. Hierzu dient die bekannte Gleichung der mechanischen Wärmetheorie

$$\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_\vartheta = \vartheta \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial \vartheta}\right)_v - p.$$

Von W. Ramsay und S. Young sind im Temperaturintervall  $140—270^\circ\text{C}$ . die Drucke beobachtet, welche der Wasserdampf vom Sättigungsvolumen beginnend bis zum größten beobachteten Volumen  $v = 650$  ccm ausübt, und tabellarisch zusammengestellt, so daß man sowohl die Drucke wie auch durch Differenzenbildung den Spannungskoeffizienten  $(\partial p / \partial \vartheta)_v$  bei jedem Volumen entnehmen kann.

1) C. Dieterici, Ann. d. Phys. 15. p. 864. 1904.

Eine erste Annäherung gewinnt man durch die Bemerkung von Ramsay und Young, daß ebenso, wie sie es bei anderen Stoffen fanden, bei  $v = \text{konst.}$  der Spannungskoeffizient  $(\partial p / \partial \vartheta)_v$  nahezu unabhängig von der Temperatur ist; also bei  $v = c$  gesetzt werden kann:

$$p = b \cdot \vartheta - a,$$

$$\vartheta \frac{\partial p}{\partial \vartheta} - p = a,$$

worin  $a$  und  $b$  Volumenfunktionen sind, welche aus den Beobachtungen abgeleitet werden können. Die Integration über  $a$  gibt dann durch

$$dU = \int_v^{v'} a \cdot dv$$

den Energiezuwachs, welcher zwischen dem Volumen  $v$  und  $v'$  bei konstanter Temperatur liegt.

Diese Darstellung ist eine Annäherung, welche zulässig ist, wenn der Dampf stark überhitzt ist, aber nicht mehr zulässig, wie Ramsay und Young ausdrücklich betonen, wenn die Temperatur so niedrig ist, daß bei dem betrachteten Volumen der Sättigungszustand nahe ist. Eine graphische Darstellung der Spannungskoeffizienten in der Nähe der Sättigung gestattet dann auch hier, diese Größe annähernd zu bestimmen, und in dieser Weise habe ich in einer vorläufigen Mitteilung und in einer für technische Zwecke bestimmten die Energiekurven berechnet.

Indessen habe ich mich inzwischen überzeugt, daß man die Berechnung noch etwas strenger ausführen kann. Bildet man nämlich mit den Beobachtungen von Ramsay und Young die Produkte  $p v$ , so finden sie sich größer als  $R \vartheta$ , wenn  $v$  und  $\vartheta$  groß sind; oder der Wasserdampf ist in diesem Zustand ein Gas „plus que parfait“. Das verschwindet aber, wenn man als Zustandsgleichung der inkohärenten Gase

$$p(v - b) = R \vartheta$$

ansetzt, also die van der Waalssche Volumenkorrektion berücksichtigt und als Näherungswert  $b = \frac{1}{2} v_{\infty} = 2 \text{ ccm}$  für Wasser annimmt. In der folgenden Tabelle sind nach den Beobachtungen von Ramsay und Young die Produkte  $p \cdot (v - b)$  in

Kalorien berechnet, welche zu dem in der ersten Kolumnen angegebenen Volumen gehören, am Kopf jeder Kolumnen steht der Wert  $R \vartheta$ , worin

$$R = \frac{84500}{18} \cdot \frac{1}{42740} \frac{\text{Kal.}}{\text{°C.}} = 0,10984 \frac{\text{Kal.}}{\text{°C.}}$$

gesetzt ist.

Tabelle III.

$R \vartheta =$	47,56	49,76	51,96	54,15	56,35	58,55 Kal.
$v$	$t = 160$	180	200	220	240	260 °C.
850 ccm	46,88	48,85	51,24	53,60	56,07	58,44
600	46,14	48,55	51,08	53,46	56,40	58,40
550	46,02	48,38	50,99	53,51	56,06	58,40
500	45,88	48,24	50,85	53,46	56,02	58,38
450	45,67	48,82	50,80	53,81	55,86	58,85
400	45,64	48,18	50,66	53,25	55,74	58,27
350	45,24	47,88	50,49	52,92	55,58	58,24
316,8	46,02 <sup>1)</sup>	—	—	—	—	—
300		47,76	50,88	53,03	55,60	58,08
250		47,49	50,18	52,86	55,47	58,08
200		46,11	49,75	52,44	55,00	57,71
199,3		46,66 <sup>1)</sup>	—	—	—	—
175			49,49	51,89	54,49	57,10
150			48,18	51,10	53,52	56,18
180,1			47,06	—	—	—
125				51,00	52,79	55,38
100				48,82	51,59	53,92
90				47,70	50,90	53,21
87,4				47,04	—	—
80					50,00	52,25
70					48,61	51,87
60,8					46,65	—
60						49,91
50						47,52
45						45,99
42,5						45,76

1) Daß diese zwei Zahlen etwas zu groß sind, liegt vermutlich daran, daß die Sättigungsvolumina bei niederen Temperaturen durch die empirische Formel für  $\varrho$  etwas zu groß bestimmt sind.

Übersieht man die Isotherme  $260^{\circ}$ , so ist ersichtlich, daß bei  $v > 400$  ccm die Differenz zwischen  $R\vartheta$  und  $p(v - b)$  verschwindend klein ist, so daß man sagen darf, daß bei dieser Verdünnung und dieser Temperatur der Wasserdampf sehr nahe dem Gaszustande ist. Hält man dasselbe Volumen fest, geht aber zu niedrigeren Temperaturen über, so zeigt sich, daß die Differenz  $R\vartheta - p(v - b)$  in dem Maße als die Temperatur sinkt, größer wird. Man kann also durchaus nicht, wie es die van der Waalsche Zustandsgleichung tut, die Differenz als von der Temperatur unabhängig ansehen und kann daher auch nicht, wie es die erste annähernde Darstellung der Beobachtungen von Ramsay und Young tut, den Spannungskoeffizienten  $(\partial p / \partial \vartheta)_v$  als von der Temperatur unabhängig ansehen, sondern muß dem bei dieser Art der Berechnung hervorgetretenen Resultate, welches die Beobachtungen von Ramsay und Young enthalten, Rechnung tragen.

Ich habe daher die Differenzen  $R\vartheta - p(v - b)$  für alle Beobachtungen von Ramsay u. Young gebildet, diese Abweichung von den Gasgesetzen graphisch dargestellt und durch glatte Kurvenziehung ausgeglichen. Die so ausgeglichenen Abweichungen  $\delta$  lassen dann durch  $R\vartheta - \delta/v - b$  den korrigierten Druck  $p$  berechnen, welcher von dem unmittelbar beobachteten nur außerordentlich wenig — stets innerhalb der Beobachtungsfehler — abweicht, und dann ist durch Differenzenbildung  $(\partial p / \partial \vartheta)_v$  gebildet.

Die Tab. IV, p. 919, gibt die korrigierten Werte von  $p$  in mm Hg und die daraus abgeleiteten Werte von  $(\partial p / \partial \vartheta)_v$  in mm Hg/ $^{\circ}\text{C}$ . Hinzugefügt ist noch der „theoretische“ Wert des Spannungskoeffizienten, berechnet durch  $R/v - b$ , worin  $b = 2$  ccm angenommen ist.

Die Spannungskoeffizienten  $(\partial p / \partial \vartheta)_v$  sind nach dieser Tabelle in jeder Isochore — in den Horizontalreihen der Tabelle — nicht mehr vollständig gleich, sondern nehmen stets mit steigender Temperatur ab und nähern sich demjenigen der idealen Gase, und dazu zwingt die Berechnung der Tab. III. Die erste Annäherung nahm statt der veränderlichen Spannungskoeffizienten den Mittelwert als konstant an. Mit Hilfe der Zahlen dieser Tabelle bietet es nun keine Schwierigkeit mehr

$$\left( \frac{\partial U}{\partial v} \right)_{\vartheta} = \vartheta \cdot \left( \frac{\partial p}{\partial \vartheta} \right)_v - p$$

Tabelle IV.

v	t = 160	180		200		220		240		260°		
		p	$\left(\frac{\partial p}{\partial \vartheta}\right)_v$									
650 ccm	2249	6,10	2370	5,95	2488	5,85	2604	5,80	2721	5,75	2835	5,70
600	2448	6,70	2559	6,50	2688	6,45	2815	6,40	2933	6,35	3070	6,30
550	2640	7,25	2782	7,15	2924	7,10	3066	7,05	3208	7,00	3348	6,95
500	2895	8,10	3053	7,90	3210	7,85	3366	7,80	3523	7,75	3679	7,70
450	3205	9,30	3388	9,00	3565	8,90	3741	8,80	3916	8,65	4086	8,50
400	3657	10,60	3802	10,15	4003	10,00	4202	9,90	4400	9,85	4596	9,80
350	4084	13,00	4332	11,85	4566	11,55	4785	11,45	5021	11,35	5249	11,25
300	5040	14,00	5318	13,65	5692	13,40	5858	13,15	6117	13,00	6382	12,90
250	6021	17,10	6359	16,80	6693	16,25	7016	15,90	7329	15,65	7632	15,32
200	7808	25,00	7854	21,85	8288	21,40	8715	21,00	9134	20,70	1070	17,44
175			8881	26,00	9893	25,10	9887	24,4	10370	23,8	19,96	
150			10230	31,80	10842	29,10	11418	27,5	11969	27,0	23,33	
125					12888	35,00	13513	33,6	14181	33,2	28,07	
100					16678	45,30	16518	43,0	17357	41,2	35,24	
90					16960	52,0	18152	48,0	19128	45,3	39,23	
80							20230	55,8	21282	51,8	44,27	
70							22470	65,0	23811	60,8	50,78	
60							25160	76,0	27087	71,6	59,53	
50									31007	99,5	71,94	
45									39650	114,0	80,30	

für jeden Wert von  $\vartheta$  und  $v$  zu berechnen und die Integration über  $v$  auszuführen, welche dann die Energieänderung in jeder Energieisotherme ergibt. Das Resultat der Berechnung ist in folgender Tab. V enthalten, in welcher  $[U]_v^{650}$ , d. h. die Energieänderung, welche zwischen dem Volumen  $v$  und dem größten (650 ccm) liegt, in Kalorien berechnet, angegeben ist.

Tabelle V.

 $[U]_v^{650}$ .

	160	180	200	220	240	260
650	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
600	0,688	0,566	0,513	0,473	0,433	0,390
550	1,462	1,240	1,148	1,069	0,989	0,902
500	2,347	2,023	1,893	1,779	1,654	1,523
450	3,487	2,990	2,806	2,638	2,406	2,215
400	4,928	4,172	3,898	3,656	3,339	3,067
350	6,940	5,629	5,192	4,881	4,494	4,158
316,8	8,610	—	—	—	—	—
300		7,488	6,813	6,384	5,888	5,398
250		9,896	9,022	8,250	7,452	6,847
200		14,464	12,158	11,095	9,682	9,161
199,3		14,62	—	—	—	—
175			14,503	13,178	11,562	10,837
150			17,774	15,759	13,680	12,720
130,1			20,985	—	—	—
125				18,910	16,232	15,080
100				23,316	19,920	18,305
90				25,756	21,830	19,832
87,4				26,476	—	—
80					24,190	21,634
70					27,25	24,01
60,3					31,10	—
60						27,14
50						32,41
45						36,32
42,3						38,71

Die Berechnung in dieser Tabelle ist genauer ausgeführt, als es für die weitere Benutzung nötig ist, aus dem Grunde,

weil ja die Zahlen sich aus den Summen der Einzelintegrale zwischen je zwei aufeinander folgenden Volumenwerten zusammensetzen und sich daher auch alle Einzelfehler summieren.

Überblickt man die Zahlen je einer Isotherme, so sieht man, daß z. B. die unterste Isotherme  $t = 160^\circ\text{C}$ . vom Volumen 400 bis 650 eine Energieänderung erleidet, welche größer ist als die der obersten Energieisotherme bei  $t = 260^\circ\text{C}$ . Die Energieisothermen des Dampfes laufen also auch bei größerer Entfernung vom Sättigungszustand nicht streng parallel, wie es die erste Annäherung infolge der Annahme eines mittleren von der Temperatur unabhängigen Spannungskoeffizienten ergab, sondern die oberen Isothermen sind dem idealen Gaszustand näher als die unteren.

Die Gesamtenergieänderung vom Sättigungszustand bis zur größten beobachteten Verdünnung ist naturgemäß bei den oberen Isothermen erheblich größer, als bei den unteren.

Setzt man die Zahlen dieser Tabelle in umgekehrter Reihenfolge mit denjenigen der Tab. II zusammen, so erhält man die folgende Tab. VI, welche den Überschuß der Energie bei  $t$  und  $v$  der Gewichtseinheit Wassers über dem Energiezustand der flüssigen Substanz bei  $0^\circ\text{C}$ . in Kalorien verzeichnet.

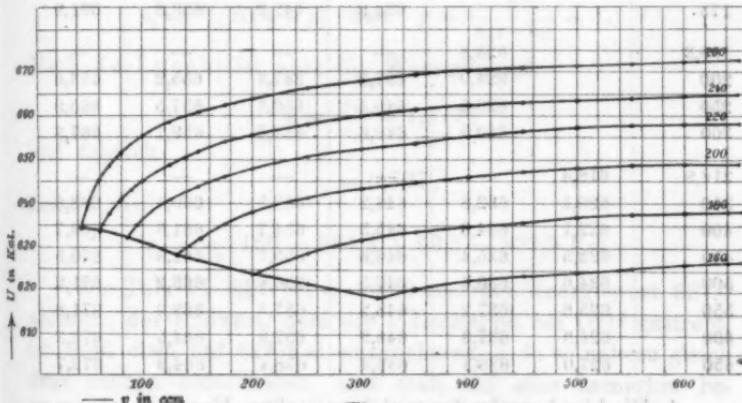


Fig. 2.

Nach den Zahlen der Tab. VI sind im  $U, v$ -Diagramm der Fig. 2 die Energieisothermen des Wasserdampfes dargestellt.

Tabelle VI.

<i>n</i>	160	180	200	220	240	260
1,10 ccm	161,2	—	—	—	—	—
1,18	—	182,0	—	—	—	—
1,16	—	—	208,1	—	—	—
1,19	—	—	—	224,5	—	—
1,28	—	—	—	—	246,1	—
1,27	—	—	—	—	—	268,2
42,3	—	—	—	—	—	684,0
45	—	—	—	—	—	686,4
50	—	—	—	—	—	640,3
60	—	—	—	—	—	645,6
60,8	—	—	—	—	633,8	—
70	—	—	—	—	637,6	648,7
80	—	—	—	—	640,7	651,1
87,4	—	—	—	631,9	—	—
90	—	—	—	632,6	643,1	652,9
100	—	—	—	635,1	645,0	654,4
125	—	—	—	639,5	648,7	657,6
130,1	—	628,4	—	—	—	—
150	—	631,6	642,6	651,2	660,0	—
175	—	634,9	645,2	653,8	661,9	—
199,8	—	623,8	—	—	—	—
200	—	624,0	637,2	647,3	655,2	663,6
250	—	628,5	640,4	650,1	657,5	665,9
300	—	630,9	642,6	652,0	659,1	667,3
316,8	618,4	—	—	—	—	—
350	620,1	632,8	644,2	658,5	660,4	668,6
400	622,1	634,3	645,5	654,7	661,6	669,7
450	623,5	635,4	646,6	655,7	662,5	670,5
500	624,6	636,4	647,5	656,6	663,2	671,2
550	625,6	637,2	648,2	657,3	663,9	671,8
600	626,3	637,9	648,9	657,9	664,5	672,3
650	627,0	638,4	649,4	658,4	664,9	672,7

4. Die hier berechneten und dargestellten Energieisothermen können natürlich nicht auf Bruchteile eines Prozentes genau sein, denn wie hervorgehoben, liegt schon in dem Energiesprunge zwischen den Sättigungszuständen, der inneren Verdampfungswärme, eine gewisse Unsicherheit und ferner ist ja

auch die Bildung des Spannungskoeffizienten im überhitzten Dampfe und damit die Bildung von  $(\partial U / \partial v)_\theta$  nicht so sicher, daß nicht Einzelfehler, welche einige Prozente des Betrages ausmachen, vorkommen können. Da alle Einzelfehler sich summieren, so kann man naturgemäß nicht eine vollständige quantitative Exaktheit der Zahlen erwarten.

Eine Kontrollrechnung zeigt aber, daß die Unsicherheit doch nicht sehr groß sein kann. Für 0° C. habe ich früher die Verdampfungswärme  $r$  des Wassers bestimmt zu  $r = 594,4$  Kal. und diese Zahl ist auf 0,1 Proz. genau. zieht man von ihr die äußere Arbeit  $p_0(v_2 - v_1)$  ab, welche bei 0° C. mit voller Sicherheit durch  $R \vartheta_0 = 29,99$  Kal. gegeben ist, so erhält man durch  $r - R \vartheta_0 = \varrho_0 = 564,4$  Kal. den Energiesprung zwischen flüssigem Wasser und dem bei 0° C. gesättigten Dampf vom Sättigungsvolumen 210000 ccm. Denkt man sich diesen Dampf um 160° C. erwärmt bei konstantem Volumen, so muß

$$\varrho_0 + c_v \cdot 160$$

den Endwert ergeben, dem die Energieisotherme 160° C. auf dem in Tab. VI eingeschlagenen Rechnungsweg zustrebt. Nun ist nach der kinetischen Gastheorie

$$c_v = \frac{3}{2} R(1 + \gamma) \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{2}{3(x-1)} - 1.$$

Nach de Lucchi ist aber für Wasserdampf:

$$x = \frac{c_p}{c_v} = 1,277,$$

und folglich

$$c_v = 0,397.$$

Damit wird

$$\varrho_0 + c_v \cdot 160 = 564,4 + 63,5 = 627,9 \text{ Kal.}$$

Die Tab. VI läßt bei  $v = 650$  ccm den Energiewert 627,0 ablesen; der Endwert, dem die  $U$ -Isotherme bei 160° zustrebt, ist wohl etwa auf 629 Kal. anzunehmen, d. h. so nahezu gleich dem soeben berechneten, daß man auf eine immerhin beträchtliche Zuverlässigkeit der eingeschlagenen Berechnung schließen muß.

Ein Blick auf die Gestalt der  $U$ -Isothermen zeigt, daß sie alle das charakteristische Merkmal haben, daß sie von der Energiekurve der Sättigungszustände mit einer Neigung

herausspringen, die um so größer ist, je höher die Temperatur liegt, und daß sie dann unter Abnahme der Neigung allmählich in die Horizontale  $U = \text{konst.}$  übergehen, also das Eintreten des Gaszustandes anzeigen.

Geht man umgekehrt vom Gaszustand, der, soweit die Beobachtungen reichen, zwar annähernd, aber noch nicht vollkommen erreicht ist, aus, so kann man das Verhalten der  $U$ -Isothermen auch so charakterisieren, daß in dem Maße, als man sich dem Sättigungszustand nähert, die Energie des Dampfes abnimmt und die Isothermen kontinuierlich in den Energiesprung der Kondensation überleiten.

Aus diesem Verhalten ergeben sich zwei wichtige Folgerungen für  $c_v$ , die spezifische Wärme des Dampfes bei konstantem Volumen. Diese Größe ist ja sofort aus dem  $U$ -Diagramm ablesbar, indem man die Energiedifferenz bei konstantem Volumen zwischen je zwei aufeinander folgenden Isothermen bildet und sie durch die Temperaturdifferenz dividiert. Tut man das bei einem großen Volumen, etwa  $v > 400 \text{ ccm}$ , so sieht man, daß, da je zwei aufeinander folgende Isothermen nahezu parallel laufen,  $c_v$  nahezu unabhängig von  $v$  ist.

Geht man aber zu kleinerem  $v$  über und nähert man sich dem Sättigungszustand der unteren Isotherme, so wächst die Energiedifferenz, also auch  $c_v$ , weil sich die untere Isotherme zu ihrem Sättigungspunkte hin stärker senkt als die obere, welche ihrem Sättigungspunkte noch fern ist.

Daraus folgt: bei festgehaltener Temperaturdifferenz ist  $c_v$  bei großer Verdünnung annähernd konstant; wächst aber mit zunehmender Dichte und erreicht ein Maximum im Sättigungszustand.

Diese erste Folgerung ist schon von verschiedenen Forschern wahrscheinlich gemacht, so insbesondere von M. Reinganum<sup>1)</sup>, der die bekannte Formel der Thermodynamik

$$\frac{dc_v}{dv} = \frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{\partial U}{\partial \vartheta} \right)_v = \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \frac{\partial U}{\partial v} \right)_\vartheta = \vartheta \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial \vartheta^2}$$

auf die von S. Young an Isopentan gemachten Beobachtungen anwendete. Da aus diesen Beobachtungen folgte, daß  $(\partial p / \partial \vartheta)_v$  mit der Überhitzung abnimmt, wenn  $v > v_n$  ist, so folgt für

1) M. Reinganum, Inaug.-Dissertation, Göttingen 1903.

die kritische Isotherme, daß  $c_v$  von  $v = v_n$ , beginnend mit wachsender Verdünnung, abnimmt. Es ist also dort wenigstens angenähert der Verlauf von  $c_v$  für die kritische Isotherme berechnet.

Den vollkommenen Verlauf der  $U$ -Isothermen konnte Hr. Reinganum nicht erhalten, weil ihm damals die Kenntnis der Flüssigkeitswärme mangelte.

Die hier gegebene Konstruktion der Energieisothermen des Wassers läßt als Ursache der Erscheinung, daß  $c_v$  bei konstanter Temperatur mit Verringerung des Volumens zunimmt, die Krümmung der  $U$ -Isothermen zum Sättigungspunkt hin erkennen, oder die Tatsache, daß die Kondensation sich schon im Dampf vorbereitet.<sup>1)</sup>

Eine zweite Folgerung, welche derselben Ursache zuschreibt, ist, gewinnt man, wenn man die Energiedifferenzen bei festgehaltenem Volumen zwischen je zwei aufeinander folgenden  $U$ -Isothermen bildet. Dann ist aus dem Diagramm sofort ersichtlich, daß  $c_v$  bei festgehaltenem Volumen mit der Überhitzung abnimmt, weil je höher diese steigt, die  $U$ -Isothermen immer näher aneinander rücken.

Daher ist also  $c_v$  des Wasserdampfes Volumen und Temperaturfunktion derart, daß es bei festgehaltenem  $\vartheta$  mit  $v$  abnimmt, und bei konstant erhaltenem  $v$  mit  $\vartheta$  abnimmt. Oder es sind die beiden zweiten Differentialquotienten

$$\frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{\partial U}{\partial \vartheta} \right)_v \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 U}{\partial \vartheta^2}$$

negativ.

Auf die Größe von  $c_v$ , wie sie aus den Energiedifferenzen der Tab. IV folgen, sei nur hingewiesen, denn es ist genug hervorgehoben, daß der absolute Betrag der  $U$ -Größen infolge der Unsicherheit der inneren Verdampfungswärme und der bei der Berechnung auftretenden Summierung der Einzelfehler immerhin um einige Einheiten unsicher sein kann. Bei der Bildung der Energiedifferenzen kommt diese Unsicherheit um so mehr in Betracht, als die Differenz klein ist. Daher kann

1) O. Tumlirz, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien IIa. 108. p. 1395—1405. 1899, kommt bei seiner Berechnung der spezifischen Wärmens des überhitzten Wasserdampfes auf die gleiche Folgerung.

man nur Näherungswerte erwarten. Aus den Energiedifferenzen bei  $v = 650 \text{ ccm}$  erhält man zwischen 260 und 200° C.

$$c_v = 0,56,$$

zwischen 200 und 260° C.

$$c_v = 0,38.$$

Die letztere Zahl ist fast völlig gleich dem nach der kinetischen Gastheorie berechneten, während die erstere wesentlich größer ist, weil der Dampf bei niederen Temperaturen herangezogenen Volumen noch nicht dem idealen Gaszustande gleich nahe ist, wie bei höherer Überhitzung.

Auch die Größe  $c_p$  kann dem Energiediagramm entnommen werden, indem man die Energiedifferenzen zwischen solchen Punkten bildet, in denen nach Tabb. IV und II gleiche Drucke bestehen, und die leicht berechenbare Arbeit hinzufügt.

Eine Betrachtung, die der für  $c_v$  angestellten analog ist, zeigt dann leicht, daß im wesentlichen  $c_p$  das analoge Verhalten wie  $c_v$  zeigen muß; also vom größten Wert, der im Sättigungszustand eintritt, sowohl bei konstant erhaltenem  $\vartheta$  mit dem Drucke und bei konstant erhaltenem Druck mit der Überhitzung abnehmen muß.

Da die quantitativen Verhältnisse hier nicht weiter interessieren, sei nicht näher darauf eingegangen, sondern nur die Bedeutung des qualitativen Ergebnisses, daß  $c_p$  des Wasserdampfes Volumen und Temperaturfunktion ist, für die Theorie der Zustandsgleichung behandelt.

##### 5. Wir wissen, daß eine Zustandsgleichung

$$(1) \quad p = f(\vartheta v)$$

bestehen muß, welche den Druck als eindeutige Funktion der hier als Unabhängige gewählten Parameter  $\vartheta$  und  $v$  darstellt. Ebenso ist aber auch die Energie einer Substanz eine eindeutige Funktion der Parameter  $v$ ,  $\vartheta$  oder es besteht eine Gleichung

$$(2) \quad U = F(\vartheta v).$$

Beide Funktionen sind nicht unabhängig voneinander, sondern

durch die dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie entsprechende Gleichung

$$(3) \quad \left( \frac{\partial U}{\partial v} \right)_\theta = \vartheta \cdot \frac{\partial p}{\partial \vartheta} - p$$

miteinander in Beziehung gesetzt.

Die Zustandsgleichung inkohärenter Substanzen, der Gase, ist uns bekannt und daher bietet es auch keine Schwierigkeit, die Energiegleichung aufzustellen.

Dagegen ist es bisher nicht gelungen, für kohärente Substanzen — Dämpfe und Flüssigkeiten — in die allgemeine Form der von van der Waals geschaffenen Zustandsgleichung

$$(4) \quad p = \frac{R \vartheta}{v - b} - \pi$$

die speziellen Annahmen für die Volumenkorrektion  $b$  und den Kohäsionsdruck  $\pi$  so einzuführen, daß nicht nur eine qualitative, sondern auch quantitative Übereinstimmung mit den Beobachtungen erreicht wird.

Insbesondere tritt der Mangel an Übereinstimmung hervor, wenn man die Folgerungen der Annahmen von van der Waals, daß  $b$  und  $\pi$  zwar Volumenfunktionen, aber beide unabhängig von  $\vartheta$  sind, mit der an der Hand der Beobachtungen ausgeführten Berechnung der Energieisothermen vergleicht.

Denn bei diesen Annahmen folgt:

$$(5) \quad \left( \frac{\partial p}{\partial \vartheta} \right)_v = \frac{R}{v - b},$$

$$(6) \quad \left( \frac{\partial U}{\partial v} \right)_\theta = \vartheta \left( \frac{\partial p}{\partial \vartheta} \right)_v - p = \pi,$$

$$(7) \quad \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \frac{\partial U}{\partial v} \right)_\theta = \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \frac{\partial U}{\partial \vartheta} \right)_v = \frac{\partial c_v}{\partial v} = 0,$$

$$(8) \quad \rho = \int_v^{v_2} \left( \frac{\partial U}{\partial v} \right)_\theta \cdot d v = \int_{v_1}^{v_2} \pi \cdot d v,$$

$$(9) \quad c_p - c_v = \vartheta \left( \frac{\partial p}{\partial \vartheta} \right)_v \cdot \left( \frac{d v}{\partial \vartheta} \right)_p = (p + \pi) \left( \frac{\partial v}{\partial \vartheta} \right)_p.$$

Gleichung (5) verlangt, daß der Spannungskoeffizient bei gegebenem Volumen unabhängig von  $\vartheta$  sei; er ist gar nicht beeinflußt von der Kohäsion; der gleiche für kohärente Sub-

stanzen, wie für nicht kohärente Gase, deren Moleküle aber als raumerfüllende Körper aufgefaßt sind.

Die Beobachtungen von Ramsay und Young zeigen in Tab. IV, daß die Folgerung (5) nicht erfüllt ist; denn sie ergeben, daß  $(\partial p / \partial \vartheta)$  mit  $\vartheta$  abnimmt, und wollte man auch bei der ersten Annäherung von Ramsay und Young stehen bleiben und in jeder Isochore mit Ausschluß der der Sättigung nahen Temperaturen einen konstanten Mittelwert für  $(\partial p / \partial \vartheta)$ , einführen, so müßte dieser wesentlich größer angenommen werden als der in Tab. IV nach  $(\partial p / \partial \vartheta)_v = R/v - b$  für inkohärente Gase berechnete, und man müßte daher so große Werte für  $b$  annehmen, daß sie völlig außerhalb des Bereiches jeder theoretischen Rechtfertigung lägen.

Nach Gleichung (6) müßte weiter die Energieänderung direkt gleich dem Kohäsionsdruck sein, also auch die Gleichung der Energieisotherme durch die Hypothese für letzteren gegeben sein und da dieser von van der Waals unabhängig von  $\vartheta$  nur abhängig von  $v$  angenommen wird, müßten die Energieisothermen in ihrem ganzen Verlaufe einander parallel sein. Das  $Uv$ -Diagramm zeigt, daß dies nicht der Fall ist, sondern daß die  $U$ -Isothermen erst bei sehr großem  $v$  diese Bedingung erfüllen. Und damit ist dann auch die Gleichung (7), welche bei gegebener Temperatur  $c_v$  als unabhängig von  $v$  verlangt, nicht erfüllt;  $c_v$  hat durchaus nicht den gleichen Wert im flüssigen Zustand, wie im Zustand gesättigten oder weit verdünnten Dampfes.

Endlich wissen wir, daß es auch gar nicht gelingt, die Gleichung (8) mit Hilfe der van der Waalsschen Annahme zu erfüllen.

Es erscheint hiernach unerlässlich, wenn man die Form der Zustandsgleichung (4) von van der Waals beibehält, in ihr, wie es schon Clausius tat, den Kohäsionsdruck als Temperaturfunktion aufzufassen. Dann treten sofort an Stelle der Gleichungen (5) bis (9) die folgenden:

$$(5a) \quad \left( \frac{\partial p}{\partial \vartheta} \right)_v = \frac{R}{v-b} - \left( \frac{\partial \pi}{\partial \vartheta} \right)_v,$$

$$(6a) \quad \left( \frac{\partial U}{\partial v} \right)_\vartheta = \vartheta \cdot \frac{\partial p}{\partial \vartheta} - p = \pi - \vartheta \cdot \left( \frac{\partial \pi}{\partial \vartheta} \right)_v,$$

$$(7a) \quad \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \frac{\partial U}{\partial v} \right)_\theta = \frac{\partial c_v}{\partial v} = - \vartheta \cdot \frac{\partial^2 \pi}{\partial \vartheta^2},$$

$$(8a) \quad \varrho = \int_{v_1}^{v_2} \left( \frac{\partial U}{\partial v} \right)_\theta \cdot dv = \int_{v_1}^{v_2} \pi \cdot dv - \vartheta \int_{v_1}^{v_2} \left( \frac{\partial \pi}{\partial \vartheta} \right)_v \cdot dv,$$

$$(9a) \quad c_p - c_v = \vartheta \cdot \left( \frac{\partial p}{\partial \vartheta} \right)_v \cdot \left( \frac{dv}{d \vartheta} \right)_p = \left( p + \pi - \vartheta \cdot \frac{\partial \pi}{\partial \vartheta} \right) \cdot \left( \frac{dv}{d \vartheta} \right)_p.$$

Da der Spannungskoeffizient kohärenter Substanzen stets größer als der der inkohärenten  $R/v - b$  ist, muß nach (5a)  $(\partial \pi / \partial \vartheta)_v$  negativ sein, oder der Kohäsionsdruck im allgemeinen mit steigender Temperatur abnehmen. Die einzige Ausnahme bildet flüssiges Wasser unter  $4^\circ \text{C}$ .<sup>1)</sup>; hier wächst der Kohäsionsdruck mit der Temperatur,  $(\partial \pi / \partial \vartheta)_v$  muß positiv und größer als  $R/v - b$  sein. Von dieser Ausnahme abgesehen, ist  $(\partial \pi / \partial \vartheta)_v$  negativ, also auch  $(\partial U / \partial v)_\theta$  stets positiv, die Gesamtenergie wächst mit dem Volumen, wie es die  $U$ -Isothermen des Diagramms zeigen. Da aber der Spannungskoeffizient im Dampfzustand mit steigender Temperatur abnimmt und sich dem der inkohärenten Gase nähert, muß  $\partial^2 \pi / \partial \vartheta^2$  positiv sein und damit ist auch durch Gleichung (7a) das Ergebnis der Berechnung erfüllt, daß  $c_v$  mit dem Volumen abnimmt. Eine Annahme in der Clausiusschen Form für den Kohäsionsdruck — umgekehrt proportional  $\vartheta$  — würde sich den Beobachtungen besser anpassen lassen.

Es scheint aber wenig Erfolg zu versprechen, irgend einen Ausdruck für den Kohäsionsdruck, der die gekennzeichnete Abhängigkeit von der Temperatur besitzt, zu bilden und seine Konsequenzen für die Energieisothermen zu verfolgen; denn wenn man die klare mechanische Vorstellung, welche van der Waals seiner Hypothese über den Kohäsionsdruck gab, verläßt, kann man kaum erwarten, durch komplizierte der kinetischen Gastheorie entlehnte Vorstellungen zur richtigen Fassung dessen, was wir unter dem Kohäsionsdruck zu verstehen haben, geführt zu werden. Vielmehr erscheint es rationeller, durch energetische Betrachtungen unterstützt, nach der Gleichung der Energieisotherme zu suchen; denn die Energiefunktion ist

1) Vgl. hierzu W. Voigt, Thermodynamik I. p. 224—225. 1903.

vielleicht die einfachere, der Kohäsionsdruck die kompliziertere. Aus diesen Überlegungen habe ich die hier gegebene Berechnung der Energieisothermen des Wassers nach den Beobachtungen ausgeführt; wenn ich noch nicht an den Versuch gehe, eine Gleichung für die  $U$ -Isothermen zu bilden, so geschieht dies erstens, weil für eine solche der Verlauf der  $U$ -Isothermen in der Nähe der kritischen Temperatur von wesentlicher Bedeutung sein wird, und diese kennen wir für Wasser nicht, für  $\text{CO}_2$  würde die Berechnung möglich sein. Zweitens aber hat sich noch die Folgerung ergeben, daß  $e$ , auch bei konstantem Volumen mit der Überhitzung abnimmt. Die naheliegende Annahme, daß die innermolekulare Energie ein mit steigender Temperatur sich ändernder Betrag der Energie der Schwerpunktsbewegung der Molekülen sei, könnte aber nicht ohne Rückwirkung auf die Gleichung der Energieisothermen bleiben.

Ich glaube deshalb noch von einer mathematischen Darstellung der *U*-Isothermen absehen zu sollen, begnige mich vielmehr mit der tabellarischen bez. graphischen und der Hervorhebung der wichtigsten aus ihr sich ergebenden Folgerungen.

Hannover, Kgl. Techn. Hochschule, März 1905.

(Eingegangen 3. März 1905.)

*6. Über eine allgemeine und hervorragend  
empfindliche Methode zur spektralen qualitativen  
Elementaranalyse von Gasgemischen;<sup>1)</sup>  
von J. E. Lilienfeld.*

§ 1. Die spektrale Untersuchung des von dem positiven Teile der Glimmentladung in einer Geisslerröhre ausgestrahlten Lichtes kann als die gebräuchlichste Methode zur Bestimmung der qualitativen Zusammensetzung eines Gasgemisches bezeichnet werden. Trotzdem wird diese Methode in vielen praktisch hervorragend wichtigen Fällen recht unempfindlich. Schon Secchi<sup>2)</sup> machte darauf aufmerksam, daß der Sauerstoff der Luft auf dem angegebenen Wege nicht zu finden sei. E. Wiedemann<sup>3)</sup> fand, daß die Dämpfe des auf 200° erhitzen Quecksilbers das Auftreten des Wasserstoff- und Stickstoffspektrums, selbst bei Anwesenheit großer Mengen dieser Gase, verhindert. Collie und Ramsay<sup>4)</sup> zeigten die besondere Unzulänglichkeit der spektralanalytischen Methoden für den Nachweis der Edelgase. Diese und andere ähnliche Tatsachen<sup>5)</sup> ließen es als wünschenswert erscheinen, eine Entladungsform aufzusuchen, welche unabhängig von der Zusammensetzung eines Gasgemisches die einzelnen Komponenten desselben mit möglichst bedeutender und gleichmäßiger Empfindlichkeit erkennen ließe. Ich wurde von Hrn. Geheimrat Prof. E. Warburg aufgefordert, in diesem Sinne die für spektralanalytische Zwecke verwendeten elektrischen Entladungsbedingungen zu ändern, mit dem besonderen Hinweis, es würde wahrscheinlich diejenige Form der Entladung den Anforderungen am besten genügen, welche die Bandenspektren möglichst schwach, die

1) Vgl. Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissenschaft. zu Berlin, 28. Juli 1904, sowie die Berliner Dissertation.

2) P. Secchi, Compt. rend. 70. p. 79—84. 1876.

3) E. Wiedemann, Wied. Ann. 5. p. 500—524. 1878.

4) C. Collie and W. Ramsay, Proc. Roy. Soc. 59. p. 257—270. 1896.

5) Wegen ausführlicher Literaturangaben vgl. man die Dissert.

Linienspektren der Elemente dagegen möglichst lichtstark erscheinen ließe.

#### A. Praktischer Teil.

§ 2. Ich benutzte als *Pumpe* eine einfache Töplersche Luftpumpe, zur Druckmessung für Drücke über 0,8 mm ein U-förmiges Quecksilbermanometer, für Drücke darunter ein Mc Leodsches Manometer. Dies gestattete mir, wenig Helium enthaltende Gemische von bekannter Zusammensetzung herzustellen, indem ein geringerer Druck von He mit dem Mc Leodschen und der größere hinzukommende von N oder H mit dem U-förmigen Manometer gemessen wurde.

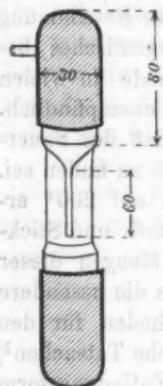


Fig. 1.

§ 3. Die benutzten *Spektralröhren* waren solche mit Außen- oder Innenelektroden, mit Kapillaren von 0,25 bis 3 mm Durchmesser im Lichten, wo in derselben Röhre öfter verschiedene Weiten zusammengeblasen waren. Ganz geringe Kapillarendurchmesser wurden manchmal, um an Lichtstärke zu gewinnen, als Spalt benutzt. Da aber derartige Kapillaren sich als schlecht haltbar erwiesen, wurde den Röhren die in Fig. 1 gezeichnete Form mit eingeschmolzener Kapillare gegeben<sup>1)</sup>; dieselben bewährten sich denn auch vortrefflich.

§ 4. *Helium* wurde so dargestellt<sup>2)</sup>, daß das zunächst wenige Minuten lang gegläühte Cleveitpulver mit Kaliumbichromat innig gemengt, darauf die Mischung in einem Hartglasrohr zusammengesintert, und das entstehende Gas über vorher zur Glut gebrachtes Kupferoxyd geleitet wurde, worauf es mit Natronkalk und Phosphorsäureanhydrid längere Zeit in Berührung blieb und schließlich in den Beobachtungsraum hineingelassen wurde. Selbstverständlich wurde der Apparat, noch bevor das He entwickelt wurde, sorgfältig gegläüht und ausgepumpt. So entstand ein ziemlich reines Gas, in welchem

1) Die Röhren waren von der Firma R. Burger & Cie. Berlin, Chausseestraße 2 E geliefert.

2) Nach einer Angabe des Hrn. Kreusler.

das Spektrum des Stickstoffs und Wasserstoffs nur noch ganz schwach zu sehen war, trotzdem die Empfindlichkeit gerade dieser Beimischungen für Spektraluntersuchungen ja allgemein bekannt ist.

*Stickstoff* wurde aus einem Gefäß zugelassen, welches an die Vorrichtung angeblasen war. Er wurde auf chemischem Wege (aus Ammoniumchlorid und Kaliumnitrit unter Zusatz von Kaliumbichromat) gewonnen und über glühendes, reduziertes Kupfernetz geleitet.

*Wasserstoff* wurde vermittelst Diffusion durch einen in Bleiglas eingeschmolzenen Platinzylinder<sup>1)</sup> aus einer Wasserstoffflamme erhalten, und zwar bis zu einem Drucke von etwa 2 mm. Dieses Verfahren liefert besonders reines Gas. *Quecksilberdämpfe* wurden aus chemisch reinem Quecksilber in Saletschen<sup>2)</sup> Röhren (mit Außenelektroden) durch Erwärmen des Quecksilbers in den weiten Teilen der Röhren vermittelst konstant siedender Bäder erhalten. Da die Kapillare durch den elektrischen Strom in der Regel auf eine dem Schmelzpunkte des Glases so nahe kommende Temperatur erhitzt wurde, als es wegen der Haltbarkeit der Röhren zulässig erschien, war dabei das Hinüberdestillieren des Quecksilbers in die Kapillare ausgeschlossen.

§ 5. Es wurden im allgemeinen zwei *Induktoren* benutzt: Ein großer Ruhmkorffscher, welcher mit einem Wehneltunterbrecher und dem Strom der Zentrale von 110 Volt unter Vorschaltung eines Widerstandes von 2—5 Ohm betrieben wurde; die meisten Versuche wurden aber auch mit einem kleinen Induktor, mit 8 Volt an den Klemmen der Primärspule, einem Desprez- oder auch einem einfachen Federunterbrecher wiederholt, um die Wirksamkeit der einzelnen Methoden auch bei einfacheren Hilfsmitteln festzustellen.

Die *Funkenstrecke* ließ die Funken zwischen zwei Kugeln von etwa 2 cm Durchmesser in der Luft überspringen.

Als *Selbstinduktion* wurde eine aus 3 mm dickem Kupferdraht

1) P. Villard (Compt. rend. 136. p. 14. 1898) erhitzte zu diesem Zwecke den Platinzylinder mit einer Bunseuflamme. Eine Wasserstoffflamme arbeitet schneller und liefert auch höheren Partialdruck.

2) G. Salet, Ann. de chim. et phys. 28. p. 20. 1873.

gewundene, im Lichten 3 cm breite und 20 Windungen pro 15 cm Länge enthaltende Kupferdrahtspirale angewendet.

§ 6. Als Spektralapparate benutzte ich ein kleines Spektrometer mit einem Rutherfordprisma und daneben einen großen Kirchhoffschen Apparat mit fünf Rutherfordprismen. Photographische Aufnahmen wurden zunächst mit einem mir von Hrn. Kreusler überlassenen kleinen Spektrographen, die endgültigen Bilder aber mit einem von den größeren Spektrographen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (Dispersion von vier Rutherfordprismen) in dem Gebäude derselben hergestellt. Es sei mir gestattet, an dieser Stelle Hrn. Präsidenten F. Kohlrausch für die gütige Erlaubnis meinen besten Dank auszusprechen. Zu ganz besonderem Danke bin ich ferner Hrn. E. Gehrcke für das liebenswürdige Entgegenkommen und die im weitgehendsten Maße mir bei den Aufnahmen geleistete Hilfe verpflichtet.

#### B. Eigentliche Untersuchungen.

§ 7. Als typisches Beispiel des Verdrängens des Spektrums eines Gases durch das gleichzeitige Vorhandensein eines anderen Gases in dem Raume, in welchem die Glimmentladung erzeugt

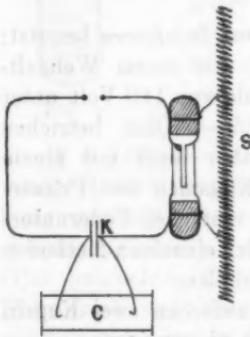
wird, wurde das Gemisch von Stickstoff und Helium gewählt. Collie und Ramsay konnten bei niedrigem Drucke (0,64 mm), welcher das Auftreten des He-Spektrums begünstigt, 10 Proz. He gerade noch beobachten; ich konnte es dagegen nicht erreichen, weniger als 20 Proz. He in einem derartigen Gemische mit Sicherheit festzustellen, wenn, wie bei den genannten Autoren, die Elektroden des Geisslerrohres unmittelbar an die Pole des Induktors angelegt wurden.

Es gelang mir dagegen viel geringere Mengen He nachzuweisen, indem ich

C Induktor, K Kondensator,  
S Selbstinduktion.

Fig. 2.

das Spektralrohr parallel der Selbstinduktion eines aus Kapazitäten, einer Funkenstrecke und einer Selbstinduktion bestehenden elektrischen Schwingungskreises schaltete (vgl. Fig. 2). Das von



dieser Anordnung gegebene Spektrum war im Gegensatz zu dem von Collie und Ramsay beobachteten Bandenspektrum des Stickstoffs hier das reine Linienspektrum, welches vollkommen bandenfrei war und vom dunklen Hintergrund sich scharf abhob. Was das Auftreten des He-Spektrums anbelangt, so war für den kleinen Induktor bei günstig gewählten Bedingungen die untere Grenze der Sichtbarkeit von  $D_3$  durch 2 Proz. gegeben. Der große Induktor ergab hingegen bedeutend größere Empfindlichkeit, 0,7 Proz. als untere Grenze der deutlichen Sichtbarkeit mit dem lichtschwachen großen, und noch weniger mit dem lichtstärkeren kleinen Spektrometer. Das Auftreten des Linienspektrums bei gleichzeitigem Verschwinden des Bandenspektrums wird hier also in der Tat (vgl. § 1) von einer sehr bedeutenden Steigerung der Empfindlichkeit der spektralen Reaktion begleitet.

Ich muß hier auf eine Erscheinung aufmerksam machen, welche sich besonders bei der Anwendung nicht sehr starker Ströme geltend macht. Bringt man ein Rohr, welches etwa eine Stunde lang außer Betrieb war, wieder zum Leuchten, so erscheinen keineswegs alle Linien des Spektrums auf einmal. Man sieht vielmehr zu Anfang nur die sonst stärksten Linien erscheinen, die schwächeren Linien treten erst im Laufe der Zeit allmählich auf. Ich will die zur Herstellung des endgültigen Aussehens des Spektrums erforderliche Zeit als die den jeweiligen elektrischen Entladungsbedingungen zukommende „Einwirkungszeit“ bezeichnen.

§ 8. Der im folgenden angegebene Gedankengang, welcher mich zu der oben beschriebenen Schaltung führte, wird wohl am geeignetesten sein, darzutun, weshalb dieselbe vor anderen Anordnungen bevorzugt wurde. Es wurde nämlich durch einige Beobachtungen<sup>1)</sup> nahegelegt, zu versuchen, die Reaktionsempfindlichkeit des He dadurch zu steigern, daß den Elektroden des Spektralrohres möglichst große und möglichst schnell schwingende Potentialdifferenzen erteilt und in dem Geisslerrohre selbst möglichst große momentane Stromintensitäten erzeugt werden. Da aber der in der Regel bedeutende Widerstand eines Spektralrohres, wenn dasselbe in einen Stromkreis

1) Dieselben sind eingehend in der Dissertation § 11 und § 12 beschrieben und diskutiert.

eingeschaltet ist, dem Entstehen intensiver elektrischer Schwingungen entgegenwirkt, so ist es einleuchtend, daß das sonst gebräuchliche direkte Anlegen des Spektralrohres an zwei Punkte des Stromkreises, zwischen denen die metallische Leitung unterbrochen ist, den beabsichtigten Erfolg, unter Benutzung gegebener Apparate und elektrischer Ströme möglichst intensive elektrische Schwingungen zu erregen, nicht in vollem Maße herbeiführen würde. Nun ist das tunlich vollständigste Ausnutzen der vorhandenen Hilfsmittel besonders dann geboten, wenn man nicht mächtige Induktoren und Stromstärken, und, was Hand in Hand damit geht, sehr große Kapazitäten verwenden kann, sondern auf einfachere Hilfsmittel beschränkt ist, da ja die Durchführbarkeit einer Untersuchung mit einfachen Hilfsmitteln jedenfalls praktisch von großer Wichtigkeit ist. Die oben beschriebene Schaltung genügt nun dieser Forderung: Denn es ist leicht einzusehen, daß hier der Widerstand des Spektralrohres auf die elektrischen Schwingungen im Schwingungskreise nicht stark dämpfend einwirken kann — es steht daher dem Eintreten starker elektrischer Oszillationen kein besonderes Hindernis im Wege.

Im engen Zusammenhange damit steht der weitere Vorzug der Methode, Röhren mit Außenelektronen benutzen zu können, ohne durch ihren großen Widerstand irgendwie gegen die Geisslerröhren einen Nachteil herbeizuführen, ein Vorzug, der wegen der großen und unkontrollierbaren Einflüsse der inneren Elektroden auf die Zusammensetzung und den Druck des Gases nicht hoch genug geschätzt werden kann.

§ 9. Was nun die günstigsten elektrischen Bedingungen anbelangt, so ist zunächst betreffend den Schwingungskreis zu bemerken, daß es von Vorteil ist, denselben mit breiten Kupferbändern zu schalten, und der Selbstinduktion einen möglichst geringen Ohmschen Widerstand zu geben. Genaueres über die Kapazitäten und Funkenlängen wird bei Gelegenheit der Zusammenstellung der Resultate angegeben werden. Übrigens variieren ihre günstigsten Werte je nach dem Gang des Unterbrechers, der Größe des Induktors und der Spannung an den Klemmen der Primärspule, und stimmen erklärlicherweise mit denjenigen überein, welche die intensivsten elektrischen Schwingungen geben. Ebenso leicht ist es einzusehen, daß bei

reduzierten Hilfsmitteln mehr Sorgfalt auf die Wahl obiger Bestandteile zu verwenden ist, als bei Anwendung bedeutender Ströme und Spannungen. Ganz besonders gilt das von der Wahl der Größe der Selbstinduktion, welche bei der Benutzung eines kleinen Induktors eine gewisse Grenze nicht überschreiten darf, während für starke Ströme von einem gewissen Werte aufwärts in einem großen Intervalle diese Größe ziemlich ohne Einfluß auf die Erscheinungen bleibt.

§ 10. Der Druck im Saletschen Rohre ist zwischen 3 und 5 mm bei dieser Anordnung am günstigsten. Man kann jedoch mit der starken Entladung auch bei 30 mm und darüber recht gute Resultate erzielen, während die Entladung des kleinen Induktors bei nicht allzu hohem Druck merklich besser wirkt. Im allgemeinen wird man, je stärker die verfügbare Entladung, desto höher den günstigsten Druck finden.

Ähnliches gilt von den Kapillaren: Man wähle sie recht eng, 0,2—0,3 mm im Durchmesser für schwache Stromstärken und entsprechend breiter, 0,7—1 mm, für starke Entladungen.

§ 11. Alles in diesem Abschnitt bisher Gesagte bezieht sich auf das Stickstoff-Heliumgemisch, behält aber volle Gültigkeit auch für andere Gasgemenge. Die interessanteste, sich darbietende Aufgabe war zu untersuchen, ob und inwiefern das Argon, welches sonst nach Collie & Ramsay mit Stickstoff gemischt, erst bei Anwesenheit von 37 Proz. Ar sichtbar wird, direkt in atmosphärischer Luft nachweisbar wäre, welche 0,933 Volumprozente davon enthält. Nachdem ich mich vergewissert hatte, daß in dem vermittelst meiner Anordnung erzeugten Luftspektrum nach Ablauf der Einwirkungszeit (§ 7), welche hier wegen der relativen Lichtschwäche der Ar-Linien eine besonders auffallende Rolle spielen, tatsächlich Argon-Linien sichtbar waren, wurde das Argonspektrum eines von Goetze in Leipzig bezogenen, sehr reines Gas enthaltenden Rohres zusammen mit dem Luftspektrum aufgenommen, indem das Ar-Spektrum durch dieselbe Entladung wie das der Luft hervorgerufen wurde. Ich legte nämlich um das Argonrohr Außen-elektroden, um den schädlichen Einfluß der in dasselbe eingeschmolzenen inneren Elektroden möglichst zu vermeiden, und verband dieselben mittels ganz dünner Drähte mit den Belägen des Luftrohres, und zwar war die Anordnung eine der-

artige, daß das Luftrohr dem Spalte des Spektrographen parallel, das Argonrohr quer dazu angebracht wurde.

Nachdem die Linien des Argonrohres in einer kurzen Zeit hinreichend auf die Platte eingewirkt hatten (die Expositionszeit wechselte je nach dem spektralen Gebiete), wurde dasselbe vorsichtig entfernt und das Luftrohrspektrum entsprechend lange für sich photographiert. Es wurden so mehrere Aufnahmen gemacht, die von der Wellenlänge 517 bis an die Grenze des Ultravioletten reichte. Eine nachherige Prüfung der Spektrogramme ergab, daß das Spektrum des Argonrohres fast ausschließlich Argonlinien enthielt, mit Ausnahme ganz geringfügiger Andeutungen von Wasserstofflinien. Und zwar waren es Ar-Linien, die in dem Crookeschen<sup>1)</sup> „blauen“ Argonspektrum verzeichnet sind. Es fehlten dabei nur diejenigen Linien, die bei Crookes als dem roten und blauen Ar-Spektrum gemeinschaftlich, in dem roten Spektrum mit größerer Intensität angegeben sind als im blauen. Alle Argonlinien, 25 an der Zahl, fanden sich im Luftspektrum wieder, mit Ausnahme einer ganz schwachen ( $506,5 \mu\mu$ ). Das Luftspektrum entsprach sonst angenehrt dem von Plücker bestimmten, in allen spektralanalytischen Tabellen wiedergegebenen Linienspektrum bis auf wenige Linien, die mit bekannten nicht identifiziert werden konnten. Es mag von Interesse sein, daß alle die vielen Aufnahmen mit demselben Luftrohre (dessen Konstruktion § 6 angegeben ist) von 4 mm Druck und 0,7 mm Kapillarendurchmesser ausgeführt wurden, und daß trotz der großen Inanspruchnahme dasselbe zu Ende der Untersuchungen nicht die geringste Veränderung zeigte.

§ 12. Als letztes wurde das Wiedemannsche Beispiel (l. c.) der Quecksilber-Stickstoff- und Quecksilber-Wasserstoffmischung untersucht. Aus den Wiedemannschen Angaben ist zu entnehmen, daß, falls zu Stickstoff unter dem Partialdrucke von etwa 2 mm ein Partialdruck des Quecksilbers von der Größe von 4—5 mm hinzutritt, vom Stickstoffspektrum nichts mehr zu sehen ist. Ich fand in einer Geisslerröhre eine Bestätigung dessen, indem bei 1,26 mm<sup>2)</sup> Hg-Partialdruck

1) W. Crookes, Phil. Trans. 1895, A (die Zeichnung der beiden Argonspektren: Taf. 3).

2) Siedepunkt einer gesättigten  $\text{NaNO}_3$ -Lösung =  $115^\circ \text{C}$ .

Stickstoff unter 0,6 mm Partialdruck und ebenso H nicht mehr zu sehen waren. Benutzte ich aber ein Saletsches Rohr mit Schwingungskreis, so beobachtete ich vor allem die auffallende Tatsache, daß das beim direkten Anlegen der Pole des Induktors an die Elektroden im wesentlichen durch drei Linien (547,09, 435,8  $\mu\mu$  und die Doppellinie 579,0, 567,8  $\mu\mu$ ) charakterisierte Glimmentladungsspektrum, sowie intensive Schwingungen eintraten, sich in das überaus linienreiche Funkenspektrum des Quecksilbers verwandelte. Ferner erschienen auch die Stickstofflinien und die rote Wasserstofflinie H, sogar wenn der Druck in diesen Gasen auf 0,01 bis 0,02 mm vor dem Erwärmen des Quecksilbers reduziert worden war. Sämtliche Linien dieser Spektren verschwanden erst, wenn sich in der Kapillare Quecksilber oder Quecksilberoxyd ansammelte, über dessen Entstehen auch E. Wiedemann klagt. Dadurch werden nämlich genauere Angaben über den Hg-Partialdruck vereitelt.

§ 13. Ich will zum Schluß dieses Teiles der Arbeit in einer Tabelle meine Ergebnisse über die Empfindlichkeit spektraler Reaktionen mit denen anderer Autoren zusammenstellen, wobei ich nochmals ausdrücklich bemerke, daß ich immer die *deutliche* Sichtbarkeit im Auge habe, während sonst, z. B. bei Collie und Ramsay, das *eben noch Sichtbare* als Grenze angegeben wird.

Geringste sichtbare Menge von	Collie und Ramsay	E. Wiedemann	Vorliegende Arbeit	Bemerkungen
He in N	10 %	—	0,7 %	Ich beobachtete mit der Schaltung von Collie und Ramsay 20 % als das Minimum von He
Ar in N	37 %	—	0,932 (in Luft)	Ar sehr deutlich sichtbar, daher wahrscheinlich noch nicht das Minimum
N in Hg	—	etwa 30 %	0,7 %	Ungenauer Angaben infolge der Quecksilberoxydbildung, daher eher zu große Zahlen
H in Hg	—	etwa 30 %	0,7 %	

Der Druck bei diesen Versuchen variierte zwischen 3 und 5 mm Quecksilber, der Kapillardurchmesser im Lichten betrug 0,5 bis 0,7 mm.

Die oben angegebenen Zahlen entsprechen dem großen Induktor, etwa 25 Windungen der Selbstinduktionsspule, 20 bis 25 mm Länge der Funkenstrecke (üheres über diese Apparate und Bestandteile des Schwingungskreises vgl. § 5) und drei in einer Kaskadenschaltung verbundenen Leydener Flaschen von 4 mm Wandstärke, 25 cm Durchmesser und 40 cm Belegungshöhe (vom Boden der Flasche bis zum oberen Rand der Belegung gemessen).

#### Allgemeine Betrachtungen.

Die Frage, weshalb bei der Glimmentladung durch ein Gemisch zweier Gase  $A$  und  $A'$  die Anwesenheit des Gases  $A'$  die Lichtemission des Gases  $A$  zurückdrängen kann, ist öfters diskutiert worden, so z. B. von E. Wiedemann<sup>1)</sup>, Collie und Ramsay<sup>2)</sup>, Lewis<sup>3)</sup> und Stark.<sup>4)</sup> Eine nähere Erörterung der von diesen Autoren entwickelten Anschauungen habe ich in meiner Dissertation gegeben, dazu aber auch eine von diesen verschiedene Ansicht, welche ich mir selbst gebildet habe und hier darzulegen mir erlaube. Sie beruht auf der Annahme, daß die leuchtenden Partikel die Ionen sind und daß die Ionisierung des Gases  $A'$  die des Gases  $A$  zurückdrängen kann aus ähnlichen Gründen, aus welchen die Dissoziation eines Elektrolyten durch die gleichzeitige Anwesenheit eines anderen herabgesetzt werden kann.

Auf das Gemisch der Gase  $A$  und  $A'$ , von denen in undissoziertem Zustand  $N$ - bez.  $N'$ -Molekülen vorhanden seien, wirke ein ionisierendes Agens ein. Die Anzahl der von  $A$  und  $A'$  erzeugten Ionen sei  $n$  bez.  $n'$ , so daß die Zahl der positiven Ionen von  $A$   $n_+$ , die der negativen  $n_-$ , wo  $n_+ = n_- = n$  ist. Sei zunächst  $A$  allein vorhanden; im Gleichgewichtszustand ist die Zahl der pro Sekunde gebildeten Ionen, welche  $c(N - n)$  gesetzt werde, wo  $c$  ein von dem ionisierenden Agens abhängiger, für chemisch verschiedene Gase verschiedener Faktor ist, gleich der Zahl der pro Sekunde durch Wieder-

1) E. Wiedemann, Wied. Ann. 5. p. 500—524. 1878.

2) C. Collie u. W. Ramsay, Proc. Roy. Soc. 59. p. 257—270. 1896.

3) P. Lewis, Wied. Ann. 69. p. 398—425. 1899.

4) J. Stark, Ann. d. Phys. 14. p. 506. 1904.

vereinigung zerstörten, also gleich  $a \cdot n_+ \cdot n_-$ , wo  $a$  eine andere Konstante ist,

$$a \cdot n_+ \cdot n_- = c(N - n),$$

oder

$$a \cdot n^2 = c \cdot (N - n);$$

anders geschrieben

$$n^2 = C(N - n).$$

Ist nun das Gas  $A'$  mit vorhanden, so würde dieses die Ionisation von  $A$  nicht beeinflussen, wenn die aus  $A'$  entstehenden Ionen von den aus  $A$  gebildeten verschiedenen wären. Ich nehme aber in Übereinstimmung mit den neueren Anschauungen an, daß das negative Ion, solange es nicht an neutrale Moleküle angelagert ist, also etwa bei niedrigem Drucke, in allen Gasen das negative freie Elektron ist. Unter dieser Annahme erhält man, wenn  $A$  und  $A'$  zugleich vorhanden sind, die Gleichungen

$$n_+ \cdot (n_- + n'_-) = C \cdot (N - n),$$

$$n'_+ \cdot (n_- + n'_-) = C' \cdot (N' - n'),$$

oder

$$n \cdot (n + n') = C \cdot (N - n),$$

$$n' \cdot (n + n') = C' \cdot (N' - n').$$

Es sei nun  $A$  ein in kleiner Menge vorhandenes, unter dem Einfluß des gegebenen ionisierenden Agens schwer dissoziierendes Gas, die Anzahl der dissozierten Molekülen desselben, je nachdem es allein vorhanden, oder mit dem stark dissoziierenden Gas  $A'$  gemischt ist,  $n$  bez.  $n_1$ , so hat man

$$n^2 = C \cdot (N - n),$$

$$n_1(n_1 + n') = C(N - n_1).$$

Ist  $n$  und  $n_1$  gegen  $N$ , sowie  $n_1$  gegen  $n'$  zu vernachlässigen, so ist

$$n^2 = n_1 \cdot n',$$

$$n_1 = n \cdot \frac{n}{n'},$$

so daß, wenn  $n'$  groß gegen  $n$ ,  $n_1$  ein verschwindend kleiner Bruchteil von  $n$  wird: Mit anderen Worten, die Anwesenheit von  $A'$  drängt die Dissoziation und hiermit die Lichthemission von  $A$  zurück.

Dies ist nun der Fall für Argon ( $A$ ) und Stickstoff ( $A'$ ), wenn der Stickstoff stark, Argon dagegen schwach dissoziiert wird. Ohne weiteres ist es klar, daß umgekehrt die Dissoziation des Stickstoffs durch das Argon alsdann nur wenig beeinflußt wird.

Im Falle des Stickstoff–Heliumgemisches stößt die Voraussetzung, daß das Helium schwach, Stickstoff dagegen stark dissoziiert wird, anscheinend auf einen Widerspruch, da He bekanntlich sehr gut leitet und man daher vermuten kann, daß Helium ein leicht zu dissoziierendes Gas sei. Man muß aber beachten, daß die Beweglichkeit der Ionen auf die Leitfähigkeit eines Gases ebenfalls von großem Einfluß ist; daher ist wohl die vorgetragene Anschauung, obgleich der weiteren Prüfung noch sehr bedürftig, doch nicht ohne weiteres von der Hand zu weisen. Die Steigerung der Reaktionsempfindlichkeit bei der Benutzung der in vorliegender Arbeit beschriebenen Schaltung läßt sich dadurch erklären, daß das ionisierende Agens hier eine besonders große Intensität besitzt, daß also die Konstante  $C$  einen bedeutenden Wert erhält.

Es sei mir zum Schlusse gestattet, Hrn. Geh.-Rat Prof. E. Warburg für die Anregung zu dieser Arbeit und das den einzelnen Untersuchungen entgegengebrachte Interesse meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Berlin, Physik. Inst. d. Univ., 4. März 1905.

(Eingegangen 6. März 1905.)

**7. Über durch galvanische Zerstäubung hergestellte Eisenspiegel;  
von Victor Biernacki.**

Es ist eine schon längst bekannte Tatsache, daß ein durch den galvanischen Strom zum Glühen gebrachter Platindraht zerstäubt. Viele Forscher haben die galvanische Zerstäubung der Platin-, sowie auch Palladium-, Rhodium- und Iridiumdrähte untersucht.<sup>1)</sup> Es zeigte sich, daß die den Draht umgebende Atmosphäre von Einfluß ist. So z. B. im Sauerstoff geht die Zerstäubung am schnellsten vor sich; sie findet aber auch im Wasserstoff und im Vakuum statt. Hierher gehört die Zerstäubung der Kohlenfäden in Glühlampen. Wahrscheinlich haben wir hier mit einem der Zerstäubung der Kathoden in den Crookeschen Röhren ganz analogen Vorgang zu tun.<sup>2)</sup> Von dem glühenden Drahte fliehen die Partikelchen (Elektronen?) gewissermaßen in Kathodenstrahlen, deren Geschwindigkeit aber kleiner als in Crookesschen Röhren ist.<sup>3)</sup> Somit ist die sogenannte Edisonsche Erscheinung in den Glühlampen leicht erklärbar. A. Kundt<sup>4)</sup> benutzte die galvanische Zerstäubung zur Bereitung auf Glasplatten der Platinprismen, mit Hilfe deren er die Brechungsexponenten des Platins bestimmt hat. Die Zerstäubung geht ziemlich schnell nur bei hohen, der Weißglut entsprechenden Temperaturen vor sich. Deshalb vielleicht sind bisher fast ausschließlich nur die Platinmetalle in dieser Hinsicht untersucht. Reines Eisen schmilzt bei ca. 1600° C., läßt sich also bis zur Weißglut ohne zu

1) A. Berliner, Wied. Ann. 33. p. 289. 1888; W. Stewart, Wied. Ann. 66. p. 88. 1898; F. Emmich, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 101. p. 88. 1892; G. Aeckerlein, Ann. d. Phys. 12. p. 535. 1903; L. Holborn, F. Hemring u. L. Austin, Wissensch. Abhandl. der Physik-Techn. Reichsanstalt 4. p. 85. 1904.

2) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. 31. p. 109. 1887.

3) Vgl. J. Stark, Elektrotechn. Zeitschr. 21. p. 151. 1900; J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases 1903. p. 164.

4) A. Kundt, Wied. Ann. 34. p. 473. 1888.

schmelzen erhitzen. Man kann deshalb auch ziemlich schnelle galvanische Zerstäubung des Eisens erwarten. Will man durch dieses Verfahren Eisenniederschläge bekommen, so muß das Glühen in einer sauerstofffreien Atmosphäre oder im Vakuum erfolgen. Da man aus einigen Versuchen von G. Aeckerlein<sup>1)</sup> schließen kann, daß die Zerstäubung im Vakuum schneller als im Wasserstoff erfolgt, so habe ich in meinen Versuchen die Zerstäubung des Eisens im Vakuum benutzt.

Die Herstellung der Eisenspiegel nach dieser Methode scheint einfacher als die galvanoplastische Abscheidung, welche A. Kundt benutzte<sup>2)</sup>, und sicherer als die Zerstäubung durch Kathodenstrahlen (A. Kundt<sup>3</sup>), Dessau<sup>4)</sup> und andere) zu sein. Die galvanoplastische Methode verlangt Platinospiegel (als Unterlage), deren Herstellung ziemlich schwierig ist; bei der Zerstäubung durch die Kathodenstrahlen muß man sehr sorgfältig jede Spur des Sauerstoffs vermeiden, sonst tritt die Oxydation ein. Selbst Platin oxydiert dabei. Schon Plücker<sup>5)</sup> bemerkte braune Platinoxydspeigel auf der inneren Wandung der Spektralröhren, die mit Platinelektroden versehen waren; er machte auch darauf aufmerksam, daß das Sauerstoffspektrum in solchen Röhren mit der Zeit immer schwächer wird. In der Röhre, in welcher man die Zerstäubung durch Kathodenstrahlen einstellen will, kann man den Druck nicht beliebig klein machen, sonst findet überhaupt keine Entladung durch die Röhre statt. Im Raume, wo der Metalldraht galvanisch zerstäubt wird, kann der Druck beliebig klein sein. Man kann außerdem diesen Raum vor dem Auspumpen sorgfältig, z. B. mit Wasserstoff, auswaschen. Folglich kann man vollständig jede Spur des Sauerstoffs leicht entfernen. Die Herstellung der Eisenspiegel ist somit leicht und sicher, und bei genügend hohem Glühgrade geht der ganze Vorgang viel schneller als man im voraus denken konnte.

Die Herstellungsart der Eisenspiegel nach der beschriebenen Methode ist recht einfach. Die Figur zeigt den Apparat,

1) G. Aeckerlein, l. c.

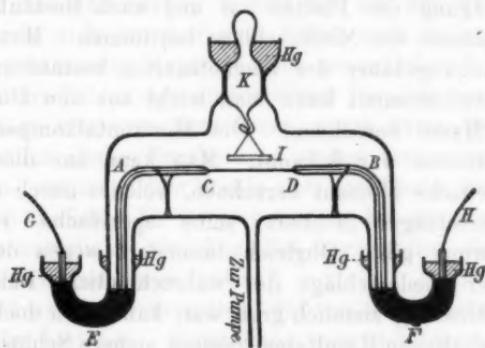
2) A. Kundt, Wied. Ann. 23. p. 228. 1884.

3) A. Kundt, Wied. Ann. 27. p. 59. 1886.

4) B. Dessau, Wied. Ann. 29. p. 853. 1886.

5) J. Plücker, Pogg. Ann. 105. p. 67. 1858.

welchen ich benutzt habe. *AB* ist ein Eisenstreifen, welcher in der Mitte (*CD*) auf einer Länge von ca. 4 cm eine Breite von ungefähr 1 mm und 0,2 mm Dicke hat. Die breiten Streifenenden sind mittels Kautschukkolophoniumkitt in ziemlich lange angeschliffene Seitenröhren *E* und *F* eingekittet. An die freien Enden sind die Kupferdrähte *GH* angelötet, womit der zu zerstäubende Streifen *CD* mit der Stromquelle verbunden wird. Die gut gereinigte Glasplatte<sup>1)</sup> *J* ist am unteren Ende des eingeschliffenen Glasstopfens *K* angehängt. Das beschriebene Glasrohr war mit der automatisch wirkenden Quecksilberluftpumpe nach Raps, welche mit dem Mc Leodschen Manometer versehen ist, verbunden. Nachdem die Luft im Apparat stark verdünnt ist (bis zu tausendstel Millimetern), schließt



man den Strom; man reguliert seine Stärke so, daß der mittlere Streifen *CD* hellrot glüht. Glüht der Streifen zu hell, so schmilzt er schnell durch; dadurch bekommt man gewöhnlich matte Spiegel, auf welchen man unter dem Mikroskop kleine glänzende, erstarrte Eisentropfen sehen kann.

Die so erhaltenen Eisenniederschläge zeichnen sich besonders durch ihren Metallglanz auf der Unterfläche (der Glasseite zugekehrten), sowie auf der Oberfläche aus. Die mit diesen Eisenniederschlägen bedeckten geschliffenen Spiegelglasplatten geben auf beiden Seiten gleich gute Spiegelbilder der Skala. Allerdings muß die zu belegende Platte während

1) Ich habe auch einige Eisenspiegel auf Glimmer- sowie Celluloidplättchen hergestellt.

des Bestäubens nicht zu nahe an dem Eisenstreifen *C D* (Figur) hängen; sonst bekommt man nicht genug ebenen Beschlag (d. h. einen Doppelkeil, dessen Kante parallel dem zerstäubenden Streifen liegt). Die Niederschläge behalten lange Zeit ihre guten Spiegeleigenschaften, wie es scheint, nahezu unveränderlich. Bei mikroskopischer Untersuchung (die durchsichtigen im durchgehenden, die undurchsichtigen im reflektierten Lichte) zeigen sich diese Niederschläge ganz kohärent, im Gegenteil zu den Niederschlägen, die M. Toepler<sup>1)</sup> und in letzter Zeit Ferd. Braun<sup>2)</sup> durch Zerstäubung eines Platindrahtes vermittelst Entladung Leydener Batterie erhalten haben.

Die durch galvanische Zerstäubung erzeugten Eisenniederschläge besitzen einen sehr hohen remanenten Magnetismus. Durch Wägung der Platten vor und nach Bestäubung kann man die Massen der Niederschläge bestimmen. Man bestimmt die Schwingungsdauer der magnetisierten bestäubten Platten. Das Trägheitsmoment kann man leicht aus den Dimensionen und der Masse berechnen. Die Horizontalkomponente des Erdmagnetismus war bekannt. Man kann aus diesen Daten das magnetische Moment berechnen, welches durch die Masse des Niederschlages dividiert, seine spezifische (remanente) Magnetisierung gibt. Obgleich besonders wegen der kleinen Massen der Niederschläge der wahrscheinliche Fehler jeder einzelnen Messung ziemlich groß war, kann man doch aus den von mir erhaltenen Resultaten gewisse sichere Schlüsse wenigstens über die Ordnung der gesuchten spezifischen remanenten Magnetisierung ziehen.

Die Niederschläge magnetisieren sich, und zwar ziemlich stark schon während der Bestäubung in dem magnetischen Felde der Erde und des zerstäubenden Stromes. Bringt man sie in ein starkes Magnetfeld (von ungefähr 5000 C.G.S.) eines Elektromagneten, so werden sie bis zur Sättigung magnetisiert. Ich gebe hier die Werte der spezifischen (remanenten) Magnetisierung einiger von mir untersuchten, bis zur Sättigung magnetisierten Eisenspiegel:

93—50—54—62—70—70 (C.G.S.)

Im Mittel: 67 ± 7 (C.G.S.)

1) M. Toepler, Wied. Ann. **65**, p. 873. 1898.

2) F. Braun, Ann. d. Phys. **16**, p. 1. 1905.

Solche spezifische (remanente) Magnetisierung ist sehr groß. Bedenkt man nur, daß in guten konstanten Stahlmagneten die spezifische Magnetisierung nicht größer als ca. 40 (C.G.S.) ist, und nur in langen dünnen Stahlspitzen kann man sie bis ungefähr 100 (C.G.S.) steigern.

Die spezifische remanente Magnetisierung des zerstäubten Eisens<sup>1)</sup> war sehr klein. So z. B. nach der Einwirkung eines kräftigen Magnetfeldes (von ungefähr 10000 C.G.S.) auf eine kreisrunde Platte (15 mm Durchmesser) von diesem Eisenbleche zeigte sie eine remanente spezifische Magnetisierung von nur 0,1 C.G.S. Nach einmaligem freien Fall aus ungefähr 1 m Höhe blieb die spezifische Magnetisierung dieser Platte nur ca. 0,01 C.G.S. gleich. Eine Abnahme der Magnetisierung durch die Erschütterungen konnte ich bei den untersuchten Eisenspiegeln nicht konstatieren. Selbst nach einigen Monaten blieb die (remanente) Magnetisierung unverändert.<sup>2)</sup>

Es unterscheiden sich also in dieser Hinsicht unsere Eisen-niederschläge stark von dem Eisen, durch deren Zerstäubung sie entstanden sind. Durch ihren großen remanenten Magnetismus sind sie mehr dem Stahle oder noch mehr dem Magneteisenstein ähnlich. Es ist ja bekannt, daß der Magneteisenstein, der natürliche oder künstlich hergestellte, den größten remanenten Magnetismus besitzt.<sup>3)</sup>

Man kann daher vermuten, daß unsere Niederschläge aus Eisenoxyden bestehen. Somit kann man sich leicht den hohen spezifischen remanenten Magnetismus und die schwere Oxydierbarkeit derselben an der Luft erklären. Dagegen widerspricht die Tatsache, daß sie sich in Schwefel- oder in Salzsäure mit Entwicklung des Wasserstoffs vollständig lösen. In Kupfer-vitriollösung (oder noch besser in Kupferoxydulchloridlösung) bedecken sie sich mit Kupfer. Daraus kann man schließen, daß, wenn wir in unseren Niederschlägen ein Gemisch von Eisen und Eisenoxyden haben, so doch die Menge der Oxyde darin nur sehr klein sein kann. Allerdings ist es bekannt,

1) Bezogen als chemisch reines Eisen „pro analysi“ in Blechform von E. Merck in Darmstadt.

2) Allerdings waren während dieser Zeit die Eisenspiegel ohne äußere magnetische Beeinflussung.

3) G. Wiedemann, Elektrizität (2. Aufl.) 3. p. 624.

daß auch das elektrolytisch abgeschiedene Eisen hohen remanenten Magnetismus besitzt.

Die genannten Eigenschaften der durch galvanische Zerstäubung hergestellten Eisenspiegel gestatten, sie gleichzeitig als Magnete und Spiegel, und zwar beliebig leichte in der Galvanometertechnik anzuwenden, anstatt der schweren geschliffenen Stahlspiegel.

Ich verglich photometrisch diese Eisenspiegel mit Silberspiegeln. Das Reflexionsvermögen dieser Spiegel auf der Oberfläche der Eisenseite (guter, reiner, undurchsichtiger Exemplare auf geschliffenem Spiegelglase) für weißes Licht zeigte sich von ungefähr 62 Proz. des Reflexionsvermögens der Silberspiegel, was ca. 57 Proz. absoluten Reflexionsvermögens entspricht, welches gut mit den Resultaten, die H. Rubens<sup>1)</sup> und P. Drude<sup>2)</sup> für geschliffene Eisenspiegel erhielten, übereinstimmt.

Dieses vorzügliche Reflexionsvermögen meiner Spiegel ließ die Vermutung nahe liegen, daß man sie zur Bestimmung der optischen Konstanten des Eisens nach der Reflexionsmethode benutzen kann. Obgleich P. Drude nach dieser Methode sehr genau die optischen Konstanten einer ganzen Reihe Metalle bestimmt hat, indem er das Schleifen und Polieren ohne Erzeugung von schädlichen Oberflächenschichten erlernte, so ist es doch sehr interessant, die optischen Konstanten eines Metallspiegels zu bestimmen, dessen Hochglanz ohne fremde Poliermittel erreicht ist. Außerdem ist die Kenntnis der Brechungs exponenten unserer Niederschläge für Strahlen verschiedener Gattung deshalb wichtig, weil man daraus endgültig schließen kann, ob wir es mit reinem Eisen oder mit seinen Oxyden zu tun haben. Die Dispersion des Eisens ist nämlich anomalous, während die Eisenoxyde normale Dispersion besitzen. So fand z. B. A. Kundt<sup>3)</sup> für Eisen:

$$n_{\text{rot}} = 1,81, \quad n_{\text{blau}} = 1,52$$

und für Eisenoxyd:

$$n_{\text{rot}} = 1,78, \quad n_{\text{blau}} = 2,36.$$

1) H. Rubens, Wied. Ann. 37. p. 265. 1889.

2) P. Drude, Wied. Ann. 39. p. 481. 1890.

3) A. Kundt, Wied. Ann. 34. p. 469. 1888.

Die Brechungsexponenten bestimmte ich nach der bekannten Methode der Untersuchung der elliptischen Polarisation durch Reflexion von dem zu untersuchenden Spiegel geradlinig polarisierter Strahlen.<sup>1)</sup> Die Beobachtungen waren bei rotem und blauem Lichte ausgeführt. Für die Beobachtungen im Rot gingen die Strahlen einer „intensiven“ (250 Kerzen) Nernstschen Lampe durch rotes Glas; die mittlere Wellenlänge der somit erhaltenen roten Strahlen war gleich ca.  $0,63 \mu$ . Für die Beobachtungen im Blau gingen die Strahlen durch ein blaues Glas und ein Gefäß mit mehr oder minder konzentrierter Lösung von Kupferoxydammoniak; die mittlere Wellenlänge der somit erhaltenen Strahlen war gleich ca.  $0,43 \mu$ .

Zur Bestimmung der relativen Phasendifferenz diente ein Babinetscher Kompensator. Seine Konstante in Umdrehungen der Trommelschraube war:

für das benutzte rote Licht . . . . .	5,30
„ „ gelbe Na-Licht . . . . .	4,78
„ „ „ blaue Licht . . . . .	3,52—3,75

je nach der Konzentration der Kupferoxydammoniaklösung.

Die Empfindlichkeit meines Kompensators war, wie man aus diesen Zahlen sehen kann, recht klein. Außerdem kann überhaupt der Babinetsche Kompensator in seiner gewöhnlichen Gestalt (mit der Reihe dunkler und heller Streifen im Gesichtsfelde) bei der Reflexionsmethode keine genauen Werte der optischen Konstanten geben. Doch kann man aus den von mir erhaltenen Resultaten unzweideutige Schlüsse ziehen.

Zur Untersuchung benutzte ich nur ganz reine, frei von Rissen und Flecken, undurchsichtige, auf ganzer Oberfläche (Eisenfläche) gleichmäßig spiegelnde, auf Spiegelglasplatten hergestellte Eisenspiegel.

Im folgenden gebe ich die von mir erhaltenen Werte der Brechungsexponenten für rotes und blaues Licht.

1) Näheres darüber vgl. P. Drude, Wied. Ann. 34. p. 489. 1888; 36. p. 532. 1889.

$n_{\text{rot}} = 2,19$	$n_{\text{blau}} = 1,84$
2,52	1,85
2,49	2,14
2,24	1,78
2,35	1,91
2,21	1,79
Im Mittel: $n_{\text{rot}} = 2,33 \pm 0,06$ ,	
$n_{\text{blau}} = 1,89 \pm 0,05$ .	

Es ist also für unsere Eisenspiegel  $n_{\text{rot}} > n_{\text{blau}}$ . Daraus folgt übereinstimmend mit dem schon oben Angeführten, daß die Beimischung von Oxyden in den untersuchten Niederschlägen nur klein sein kann.

Ich hoffe in nächster Zeit mit vollkommenen optischen Mitteln die optischen Konstanten der beschriebenen Eisen-Spiegel genauer bestimmen zu können.

Warschau, Physik. Laboratorium des Polytechn. Institutes,  
März 1905.

(Eingegangen 9. März 1905.)

die auf verschiedene Weise bestimmt werden kann. Einzelne Versuchsergebnisse sind oben dargestellt und zeigen, daß die Anzahl der Radiumstrahlen, welche eine Münze auf einer photographischen Platte auslöst, um so größer ist, je dichter die Münze an dem Radiumstück liegt.

### **8. Einige neue Erscheinungen, welche durch Radiumbromid auf der photo- graphischen Platte veranlaßt werden;**

*von Josef Petri.*

Vor kurzer Zeit stellte ich Versuche mit Radium an, deren Resultate mir interessant genug erscheinen, um sie allgemein bekannt zu geben.

Drei Münzen: ein Fünfzigpfennigstück, ein Fünfpfennigstück und ein Einpfennigstück lagen dicht aneinander, jedoch ohne sich zu berühren, auf einer photographischen Platte; letztere war eine doppelt dick gegossene Schleußnerplatte in Einzelpackung, welche bekanntlich von vorzüglicher Empfindlichkeit ist. Vier Stahlmagnete, deren unterster ca.  $1\frac{1}{2}$  cm von der nächsten Münze entfernt war, wurden mit den Nordpolen aufeinander gelegt und zwar so, daß der auf einem Magnetstab aufliegende zweite Magnet gegen den ersten um ca. 2 mm nach den Münzen hin verschoben war und so fort, so daß die vier Magnete umgekehrt treppenförmig aufeinander lagen. Dicht am Rande des obersten Magneten befand sich eine Kapsel mit 10 mg Radiumbromid, mit den äußersten Rändern auf zwei Querbrettchen, die einen breiten Spalt bildeten, aufliegend. Die Entfernung der strahlenden Substanz von den Münzen betrug ca.  $3\frac{1}{2}$  cm.

Nach einer Expositionszeit von einer Stunde wurde die photographische Platte entwickelt und lieferte das Bild, welches Fig. 1 darstellt. *Dasselbe zeigt besondere Erscheinungen, welche bei Bestrahlungen von Münzen u. a. durch Radiumbromid noch nicht beobachtet worden sind:* an dem Magnetende ist an der Stelle, welche dem Silberstück am nächsten lag, ein dunkle

Spitze sichtbar, von der Nickel- zur Kupfermünze hat sich eine Brücke gebildet, und an den sich am nächsten befindlichen Stellen der Silber- und Kupferstücke einerseits und der Silber- und Nickelstücke andererseits zeigen sich deutlich wahrnehmbare Ausbuchtungen.

Aus dem Bestreben, diese Erscheinungen zu erklären, resultierten diese beiden Fragen:

- 1. Ist der Zustand der Münzen geändert worden, und wodurch?*
- 2. Wodurch wurden die Spitze bei dem Magneten und die Brücke nebst den Ausbuchtungen bei den Münzen veranlaßt?*

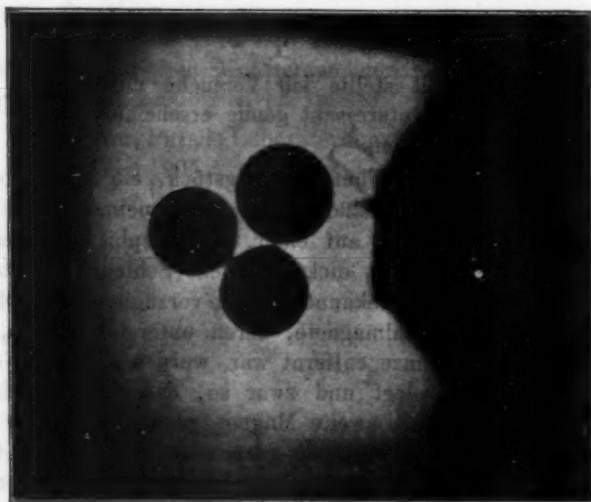


Fig. 1.

Zur Klarstellung der Vorgänge wurde u. a. der ersterwähnte Versuch wiederholt und darauf geachtet, daß die einzelnen Teile sich genau in derselben Lage befanden wie vorher. Es wurde jedoch, wie in Fig. 2 demonstriert ist, nicht die geringste Abnormalität bemerkt. Induzierte Elektrizität konnte nicht vorhanden sein, noch hatte der Stahlmagnet den Zustand der Metallstücke verändert.

Weitere Betrachtungen führten zu der Annahme, daß

Thermoströme entstanden sein müßten, und zwar dadurch, daß durch einen Körper zwischen der Kupfer- und Silbermünze

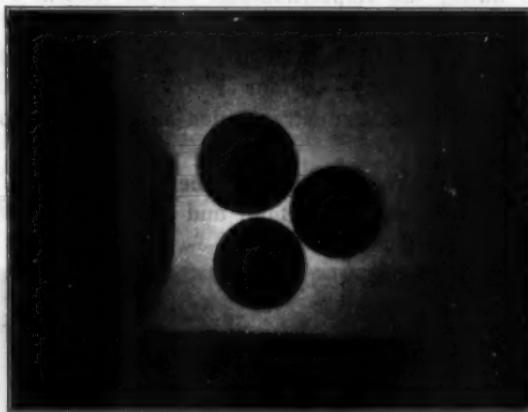


Fig. 2.

eine Verbindung der beiden Metalle geschaffen und diese Stelle von den vom Radiumbromid ausgehenden Wärmestrahlung ge-

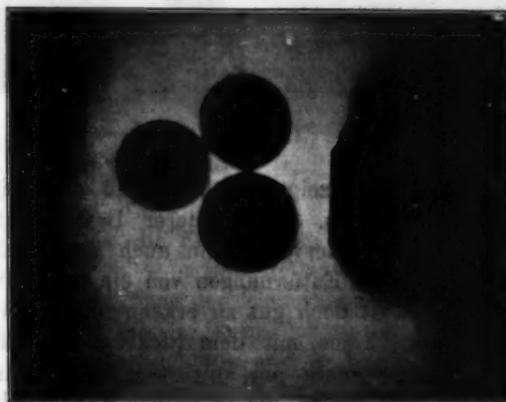


Fig. 3.

troffen worden war. Auf Grund dieser Überzeugung stellte ich eine Reihe von Versuchen an, dessen Resultat u. a. Fig. 3

zeigt, bei welchem sich die Nickel- und Kupfermünze berührten, während sonst dieselbe Plazierung der einzelnen Stücke stattgefunden hatte; die Expositionszeit war in diesem Falle nur eine halbe Stunde. Wie aus der Fig. 3 ersichtlich ist, sind bei den Münzen kleine Ausbuchtungen wahrzunehmen; daß diese nicht größer sind, lag an der Kürze der Expositionszeit, so daß der Einfluß der strahlenden Substanz geringer als vorher war.

Ein weiterer Versuch (Fig. 4), bei welchem den Münzen noch ein Stück Eisen hinzugefügt, und bei dem ca.  $\frac{5}{4}$  Stunden

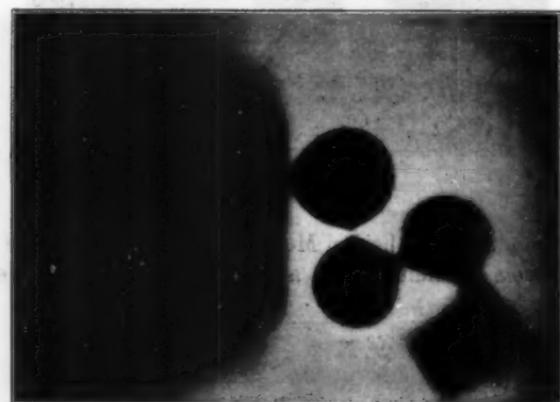


Fig. 4.

exponiert worden war, zeigt deutlich, daß die obigen Erörterungen richtig waren. Ein weiterer Beweis dafür geht noch aus dieser Figur hervor: wenn auch die Metalle nicht chemisch rein und ihre Entfernungen von einander etwas verschieden waren, so ist doch gut zu erkennen, daß an der Berührungsstelle des Eisens mit dem Nickel die Wirkung des thermoelektrischen Stromes am stärksten war, während sie zwischen Nickel und Kupfer, die in diesem Falle auch in Berührung standen, viel geringer war, eine Tatsache, die durchaus der Stellung entspricht, welche diese Metalle in der bekannten Reihe der Metalle hinsichtlich ihres thermoelektrischen Verhaltens einnehmen.

Was die zweite wichtigere Frage nach der Ursache dieser Schattenbilder betrifft, so lag zunächst der Gedanke nahe, daß kleine Metallstückchen oder andere Körper an den entsprechenden Stellen gesammelt und photographiert worden sein könnten; jedoch die Tatsache, daß sowohl die Unterlage, wie die Magnete und die Münzen relativ rein waren, und daß die späteren Versuche unter möglichster Vermeidung jeder Verunreinigung vorgenommen worden waren, beweist, daß von fremden Körpern keine Abnormalitäten hervorgerufen werden konnten.

*Es konnte sich nur um eine Abbildung von Strahlen handeln.*



Fig. 5.

Auffallend ist die Erscheinung, daß bei der Fig. 5, — wo die Münzen sich alle berührten, aber sonst unter denselben Bedingungen als früher den Einwirkungen des Radiumbromids ausgesetzt waren, mit der Ausnahme, daß nunmehr die Magnete fehlten, — eine Ausbuchtung oder anderes nicht zu bemerken ist, obgleich auch hier anzunehmen ist, daß Thermoströme erzeugt worden waren. (Wenn von dem Nickel- zum Kupferstück oder an anderer Stelle ein Übergang zu sein scheint, so ist diese Erscheinung auf Schattenwirkung zurückzuführen, da sich die strahlende Substanz nicht direkt über den Be-

rührungsstellen, sondern ein wenig rechts von denselben befand.)

Zur Klarstellung der Erscheinungen sind die verschiedenen Eigenschaften der einzelnen vom Radium ausgesandten Strahlen zu berücksichtigen: die  $\alpha$ -Strahlen sind positiv geladene Korpuskeln, die  $\beta$ -Strahlen sind negative Ionen, während die  $\gamma$ -Strahlen Ätherschwingungen sind. Dann lassen sich die in Fig. 1 u. a. demonstrierten Abnormalitäten so erklären, daß die  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlen voneinander getrennt worden waren, und daß dort, wo durch die Einwirkung der Magnete und Thermoströme stärkere Kraftfelder entstanden, die *einzelnen* Strahlengruppen hingezogen und so stark zusammengedrängt worden waren, daß sie mit Hilfe der  $\gamma$ -Strahlen auf der photographischen Platte fixiert werden konnten.

Zur Begründung dieser Behauptungen wurde versucht, bei Vermeidung der Thermoströme durch Magnete und Metallstücke allein (Fig. 2), durch Magnete allein und durch Magnete und ein einziges Metallstück, oder durch stromdurchflossene Metalle, aber ohne Magnete (Fig. 5) Schattenbilder auf der photographischen Platte zu erzeugen, aber alle diese Bemühungen waren ganz ohne Erfolg.

Diese negativen Beweise wie die früheren positiven Gründe mußten zu dem Schlusse führen, daß nur bei gleichzeitigem Vorhandensein der magnetischen Einwirkungen und der thermoelektrischen Ströme die beobachteten Erscheinungen auftreten können, und daß letztere darin ihre Ursache haben, daß die Strahlenarten einzeln in entsprechenden Kraftfeldern so dicht gedrängt vereinigt werden, daß sie ein Schattenbild auf der photographischen Platte hervorrufen können.

Hierfür spricht auch noch weiter die Fig. 5: es mochte hier die eine Strahlengruppe, da sie nicht abgelenkt war, ein so großes Zusammendrängen der anderen Strahlengruppe, wie es zu deren Wiedergabe auf der photographischen Platte nötig ist, verhindert haben; andererseits kann sehr wohl angenommen werden, daß die erste Gruppe von Strahlen bei Anwendung des Magneten, — obwohl sie infolge nicht genügender Dichte, (die dadurch veranlaßt sein konnte, daß die Magnete, die erst ausreichten, schwächer geworden und keine stärkeren benutzt

worden waren), in den Fig. 3 und 4 nicht abgebildet worden waren, — durch den Magneten von der zweiten Strahlengruppe getrennt worden und so ihr störender Einfluß bei der Zusammendrängung dieser beseitigt worden ist.

Die im Vorliegenden vom Verfasser ausgesprochenen Behauptungen sind auf ihre Richtigkeit hin zu begründen versucht worden. Die volle Klarstellung dieser Vorgänge wird weiteren Versuchen vorbehalten müssen.

(Eingegangen 6. März 1905.)

Die Leitfähigkeit ist nicht so sehr von der Frequenz abhängig, als von der Schwingungszeit, die wiederum abhängt von der Dicke des Metalls. Die Leitfähigkeit ist also um so größer, je dünner das Metall ist. Es ist also zu erwarten, dass die Leitfähigkeit eines Metalls mit der Frequenz abnimmt, wenn die Schwingungszeit zunimmt. Das ist aber nicht der Fall, sondern es nimmt sie mit zunehmender Frequenz zu. Dies ist ein interessanter Befund, der eine Theorie der Elektronenbewegung in den Metallen erfordert.

### 9. Bemerkung zur Elektrooptik der Metalle; von Max Reinganum.

Die folgende Betrachtung versucht, mit möglichst wenig eingehenden Hypothesen etwas über Zahl und Masse der Elektronen in Metallen auszusagen aus der Schwingungszeit, bei der die gewöhnlichen Maxwell'schen Gleichungen beginnen zu versagen.

Wir schätzen die Periode, bis zu der für Metalle die Leitfähigkeit die normale ist, aus den Versuchen von Hagen und Rubens<sup>1)</sup> über das Reflexionsvermögen im ultraroten Gebiete der Metalle.

Da die Verfasser ihr Material schon in diesem Sinne geordnet haben, so kann die Diskussion desselben kurz gefasst werden. Wie aus der Tabelle p. 884 der Arbeit hervorgeht, ist die aus der Maxwell'schen Theorie folgende Beziehung  $(100 - R)\sqrt{\lambda \sigma} = \text{konst.}$  ( $R$  das Reflexionsvermögen,  $\lambda$  die Wellenlänge,  $\sigma$  die Leitfähigkeit) bis  $4 \mu$  ziemlich gut erfüllt, wenn man die Mittelwerte über alle untersuchten Metalle bildet. Doch sind für  $4 \mu$  die Abweichungen vom Mittelwert schon beträchtlich, von ca.  $10 \mu$  ab bleiben die mittleren Abweichungen unter 10 Proz.

$10 \mu$  kann daher wohl, wenn es allein auf die Größenordnung ankommt, als Grenze gesetzt werden, bis zu der die Leitfähigkeit der Metalle die normale ist. Es entspricht dies der Periode  $3,33 \cdot 10^{-14}$  sec oder der Dauer einer Kraftwirkung  $1,67 \cdot 10^{-14}$  sec in einer Richtung. Die Elektronentheorie bietet nun ebenfalls ein Mittel, diese Zeit abzuschätzen.

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 11. p. 878—901. 1903.

Wirkt eine periodische elektrische Kraft, so wird die Leitfähigkeit nicht mehr die normale sein, wenn die *Zeitdauer der einzelnen Kraftrichtungen vergleichbar wird mit der Zeit zwischen zwei Stößen der den Strom übermittelnden Elektronen*. Die mittlere Stoßzeit  $\tau$  derselben muß daher in der Größenordnung durch die oben bestimmte Grenzzeit gegeben sein.

Die Elektronentheorie liefert<sup>1)</sup>:

$$(1) \quad \sigma = \frac{1}{2} \frac{l}{u} \frac{e^2 N}{m},$$

wenn  $l$  die mittlere Weglänge,  $u$  die mittlere Geschwindigkeit,  $e$  die Ladung,  $m$  die Masse und  $N$  die Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit bedeutet, oder

$$\sigma = \frac{1}{2} \tau \frac{e^2 N}{m}.$$

Die oben bestimmte Grenzzeit tritt daher unmittelbar in die Formel ein.

Für Kupfer ist  $\sigma$  bei  $18^\circ 39,2 \cdot 10^{-5}$ . Es berechnet sich daher  $e^2 N/m$  in elektromagnetischen Einheiten zu  $47,04 \cdot 10^9$ .

Daß dieser Wert mit dem aus den Dispersionstheorien folgenden in der Größenordnung übereinstimmt, geht aus folgender Rechnung hervor.

Setzen wir für  $e/m$  den Wert von Kathodenstrahlen  $1,86 \cdot 10^7$  ein, so wird  $eN$  gleich  $2,53 \cdot 10^3$  Einh.

Nimmt man andererseits an, daß auf jedes Grammatom Kupfer eine Ladung kommt von der Größe, die ein einwertiges Grammion bei der Elektrolyse mit sich führt, so ergibt sich, wenn die Dichte des Kupfers 8,8 gesetzt wird, die Elektrizitätsmenge eines Vorzeichens pro Volumeneinheit zu  $1,34 \cdot 10^3$ , also in Übereinstimmung der Größenordnung mit dem gefundenen Wert. Damit ist Übereinstimmung mit den Disper-

---

1) Z. B. aus Gleichung (18) bei P. Drude, Ann. d. Phys. 1. p. 576. 1900, zur Elektronentheorie der Metalle, zu erhalten, wenn man daselbst für  $a T$  den Wert nach p. 572 einsetzt und nur eine Elektronengattung beibehält.

sionstheorien der Nichtmetalle und der Metalle<sup>1)</sup> vorhanden, die zu derselben Größenordnung führen.

Die Weglänge  $l$  erhält man, wenn in (1) der zu dem gewählten  $e/m$  nach der Gastheorie zugehörige Wert von  $u$  eingesetzt wird. Sie ergibt sich von der Größe  $1,97 \cdot 10^{-7}$  cm.

Die eingehenderen Theorien werden also durch unsere Betrachtung in ihren Hauptresultaten gestützt.

Straßburg, März 1905.

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 14. p. 677—725 u. p. 936—961. 1904.

(Eingegangen 28. März 1905.)



n,

e-

m-

m.

re

4.

B  
Z

## **Poggendorffs Annalen antiquarisch.**

Ich biete in wohlerhaltenem Zustande, meist gebunden, **sofort** lieferbar gegen Kasse an:

**Schweiggers Jahrbuch der Chemie und Physik**, 1825—28 (Bd. 13—24), brosch. — In Bd. 22 fehlt Titel und Inhaltsverzeichnis.

**Gilberts Annalen der Physik**, 1819—24 (Bd. 63—76), geb. Bd. 67 u. 73 fehlen.

**Poggendorffs Annalen der Physik und Chemie**, 1824—77 (Bd. 1—160), mit 8 Erg.-Bdn. und 1 Inhaltstabd., geb. und sämtliche Register.

**Wiedemanns Annalen der Physik und Chemie**, 1877—99 (Bd. 1—69), geb. Reg. zu Bd. 1—50, nebst

**Wiedemanns Beiblätter**, 1877—99 (Bd. 1—15), Bd. 1—10 geb., Rest brosch.

**Drudes Annalen der Physik**, 1900—04, Bd. 1—7, geb. Rest brosch.

**Fortschritte der Physik in den Jahren 1860—69** (Jahrg. 16—48), geb. mit Ausnahme d. Jahrg. 37, 45, 47, 48. Reg. zu Bd. 1—22 u. 23—43.

**Benno Goeritz, Buchhandlung, Braunschweig.**

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

**Zwanglose Abhandlungen aus dem Gebiete der Elektrotherapie und Radiologie und verwandter Disziplinen der medizinischen Elektrotechnik.** Herausgegeben von Dr. Hans Kurella-Breslau und Professor Dr. A. Luzenberger-Neapel.

Heft 1: Das Wesen der Kathoden- und Röntgenstrahlen. Von Privatdozent Dr. Johannes Stark-Göttingen. M. —.80

Heft 2: Die Wärmestrahlung, ihre Gesetze und ihre Wirkung. Von Dr. Fritz Frankenhäuser. M. 1.50

# **Saiten-Galvanometer**

nach Prof. Einthoven.

Physikalisch-mechanisches Institut

von

**Prof. Dr. M. Th. Edelmann, München.**

Illustrierte Preisliste über physikal. Präzisionsinstrumente  
gratis und franko.

# Universal-Projektions-Apparat

## Ed. Liesegang, Düsseldorf.

Eingerichtet für die Projektion von Glasdiapositiven, Experimenten (horizontal und vertikal), undurchsichtigen Gegenständen (episkopische Projektion), mikroskopische Projektion, ferner für Versuche mit parallelem Lichtstrahlenbündel.



Unser

### Universal-Projektions-Apparat

ermöglicht es, horizontal und vertikal angeordnete Experimente, Abbildungen aus Büchern, Glasdiapositive, undurchsichtige Gegenstände in beliebiger Reihenfolge zu projizieren, ohne Pause zwischen den einzelnen Darstellungen.

Näheres finden Sie in Liste Nr. 86.

**ED. LIESEGANG, — Werkstätten —**  
für  
**Düsseldorf a. Rh., Projektions-Apparate.**  
Vollmerswertherstrasse.      **Gegründet 1854.**

# Leppin & Masche

Berlin SO.

Engelufer 17.

Fabrik wissenschaftlicher Instrumente.



**Neu!**

Säure- und alkalibeständiges Imprägnieren  
von Experimentierischen, Praktikanten-  
tischen usw.

Große Projektionsanlage, Näheres siehe  
„Berichte“ III. No. 3 und 4.

Athen 1904: Höchste Auszeichnung  
„Goldene Medaille“,

Weltausstellung St. Louis 1904: Höchste Auszeichnung „Grand Prix“.

## RICHARD MÜLLER-URI, Braunschweig,

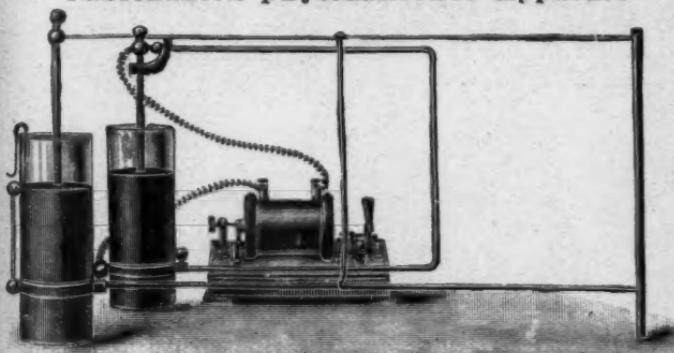
neben der Techn. Hochschule.

Neueste glastechnische Constructionen. Quecksilber-Bogenlampen. Queck-  
silberlicht-Röhren. Lichtelektrische Apparate. Thermometer für flüssige Luft.  
Elektroskope. Braun'sche Röhren. Stromdemonstrationsapparat D. R. G. M.  
Wärmeleitungsapparat D. R. G. M. Original-Vacuumscala etc. etc.

## Paul Gebhardt Söhne Mechaniker und Optiker

Berlin C., Neue Schönhauserstr. 6

Fabrikanten physikalischer Apparate



Demonstrationsapparate aller Fächer. Apparate nach Lodge, Tesla und Hertz.  
Einfache Instrumentarien zur Demonstration stehender elektrischer Wellen und der  
singenden Bogenlampe. Gangbares Modell des Kontrollers b. elektr. Straßenbahnen.

Neueste Preisliste 16 mit  
ca. 4000 Nummern und ca. 1900 Illustrationen gratis und franko.  
Grand Prix und Gold. Medaille Weltausstellung St. Louis 1904

# Ehrhardt & Metzger Nachf. (Inhaber: K. Friedrichs.)

— Darmstadt. —

Fabrik und Lager chemischer, elektrochemischer und physikalischer Apparate und Gerätschaften.

Komplette Einrichtungen chemischer und physikalischer Laboratorien. Mikroskopische Utensilien. Sterilisierungsapparate. Brutschränke. Resistenzglas. Weber'sches Glas. Jenaer und Böhmisches Glaswaren.

## Spezialapparate für Elektrochemie und Physik.

Mechanische Werkstätten. Tischlerei.

Chemikalien erster Firmen zu Originalpreisen.

Vielfache Auszeichnungen. — Export nach allen Weltteilen.

## Otto Wolff, Werkstatt für elektrische Messinstrumente.

Berlin W., Carlsbad 15.

Spezialität seit 1890:

### Präzisions-Widerstände a. Manganin

nach der Methode  
der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

(Vergl. Zeitschrift für Instrumentenkunde,  
Juli 1890, Januar 1890, Nov.-December 1890.)

Normal-Widerstände von 0,0001—100000 Ohm,  
— Abzug-Widerstände von 1—0,00001 Ohm mit  
Petroleum- oder Luftkühlung, für Strommes-  
sung bis 5000 Amp. — Rheostaten, Wissenschafts-  
liche Brücken, Thomson'sche Doppelbrücken für alle  
Meßbereiche, mit Stöpsel- oder Kurbelschalt-  
ung, in jeder gewünschten Ausführung. —  
Kompensation-Aparate für genaue Spannungs-  
messung in 5 Modellen. Normal-Elemente,  
beglaubigt von der Physik. Techn. Reichs-  
anstalt. — Sämtliche Widerstände auf Wunsch  
als Präzisionswiderstände beglaubigt. — Ver-  
kaufslager von Manganin-Draht und Blech  
von der Isabellenhütte in Dillenburg.

— Illustrierte Preisliste. —

W. APEL, Universitäts-  
Mechaniker, Inh. DR. M. APEL.

Geschäftsrückgründung 1898. Geschäftsrückgründung 1898.

Chemische und physikalische Apparate.

Specialität:

Rauchgasapparate, Calorimeter zur  
Bestimmung des Brennwertes der verschiedenen  
Brennstoffe und von Gasen, nach Ferd. Fischer.

Thermometer nach Ferd. Fischer. (Taschen-  
buch für Feuerungstechniker.)

Apparat z. Bestimmung d. Dielektrizitätsconstanten  
nach Nernst. (Zeitschr. f. physik. Chemie. XIV, 4.)

Totalreflectometer nach Kohlrausch.

Demonstrationsapparate n. Behrendsen  
und Grimsehl.

Krystallmodelle aus Holz und Glastafeln  
nach Klein, Naumann und Rose.

Milchprüfungsbestecke nach Tollens.



## Gülcher's Thermosäulen mit Gasheizung.

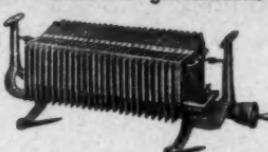
Vorteilhafter Ersatz für galvanische Elemente.

Konstante  
elektromotorische  
Kraft.

Geringer Gasverbrauch.

Hoher Nutzeffekt.

Alleiniger Fabrikant: Julius Pintsch, Berlin O., Andreastr. 72/73.



Keine Dämpfe  
kein Geruch.

Keine Polarisation, da-  
ber keine Erschöpfung.

Betriebsstörungen  
ausgeschlossen.

Fabrik- Marke.

## Emil Gundelach,

Gehlberg in Thüringen.



Glasgeräte und Apparate

für

wissenschaftlichen und technischen Gebrauch.

Welt-  
ausstellung  
St. Louis  
höchste  
Auszeichnung  
Grand Prix.

### = Glasröhren. =

Elektrische  
Vakuum-Röhren

nach Geißler, Crookes,  
Puluj, Tesla, Moore usw.



Röntgen-Röhren.

(Bis jetzt über 43000 Röntgen-Röhren geliefert.)

Die Firma besteht seit 1852.

## Leipziger Glasinstrumentenfabrik F. O. R. GOETZE.

Leipzig, Härtelstr. 4.



### Spezialitäten:

Apparate nach Beckmann zur Bestimmung  
des Molekulargewichtes. Elektrische Va-  
kuum-Röhren nach Geissler, Puluj, Crookes,  
Goldstein usw. Normal-Thermometer aller  
Arten nach Bestellung. Glastechnische  
Apparate nach Skizze und Angabe.  
*Man verlange Listen!*

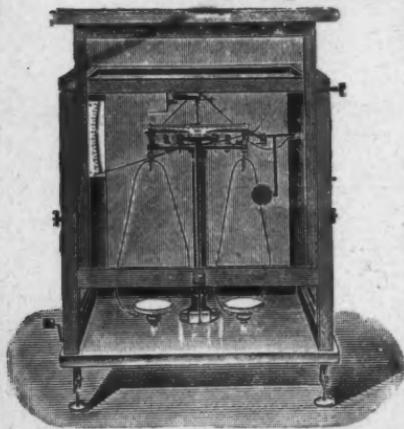
Spektralröhren  
mit allen Gasen,  
speziell Argon und  
Helium. D.R.G.M.  
No. 199763.

# PAUL BUNGE

HAMBURG, Ottostrasse 13.

Nur erste Preise auf sämtlichen besuchten Ausstellungen.

Bruxelles 1897 — Diplome d'honneur und Extra-Ehrenpreis von Fr. 500.—, Weltausstellung Paris 1900 — Grand Prix. Weltausstellung St. Louis — Grand Prix.



Mechanisches Institut,  
gegründet 1866.

Specialität:  
**Physikalische und analytische  
Waagen**

in garantirt vorzüglicher Ausführung und allen Preislagen.

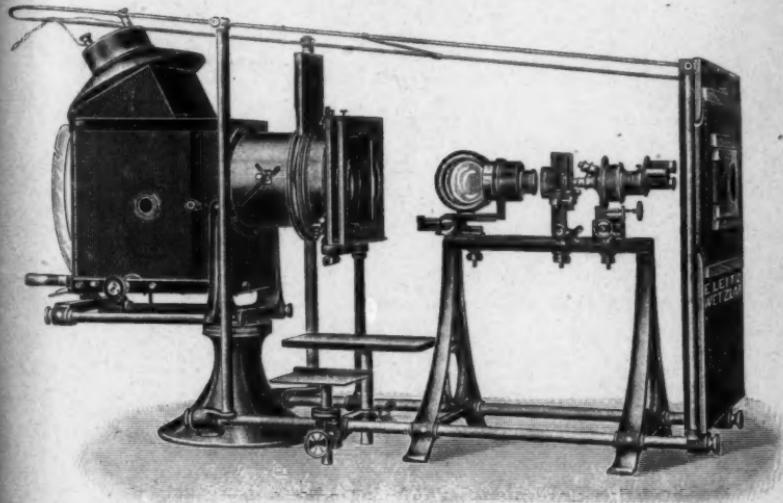
**Schnellschwingende  
Waagen für Chemiker.**

Preislisten  
in Deutsch, Französisch und  
Englisch kostenfrei.

**Keiser & Schmidt**  
Berlin N., Johannisstr. 20.

Neues hochempfindliches Spiegelgalvanometer,  
Präzisionswiderstände, Maßbrücken, Kompen-  
sationsapparate,  
Präzisions-Ampère- und Voltmeter, D.R.P., für  
Laboratorien und Schalttafeln,  
Galvanometer mit Fadenaufhängung,  
Funkeninduktoren, Kondensatoren, Spiegel-  
galvanometer,  
Thermosäulen nach Prof. Dr. Rubens,  
Pyrometer für Temperaturen bis 600, 1600 bzw.  
4000° C.,  
Galvanische Elemente.

**E. LEITZ**  
Optische Werkstätte  
**Wetzlar.**



**Universal-Projektionsapparat**  
für diaskopische, mikroskopische und episkopische  
Projektion.

— **Mikroskope** —

**Mikrotome und mikrophotographische Apparate.**

Zweiggeschäfte:

Berlin NW., Luisenstr. 45. Frankfurt a. M., Kaiserstr. 64.  
St. Petersburg, Woskressenski 11.

New York, 30 East 18<sup>th</sup> Str. Chicago, 32—38 Clark Str.

Vertretung für München: Dr. A. Schwalm, Sonnenstr. 10.

# Lambrecht's Aspirations-Psychrometer

erhebt den Anspruch, ein exaktes Normalinstrument zu sein. Es beweckt, beiden Thermometern einen beständig erneuten Luftstrom zuzuführen, gleichzeitig aber die störende Wärmestrahlung zu beseitigen. Die Geschwindigkeit des Luftstromes ist so gewählt, dass sie die auf den meteorologischen Stationen erzielte Genauigkeit der Ablesung nicht nur erreicht, sondern sie sogar übertrifft. Die Instrumente gestatten eine sichere Abschätzung von  $0,1^{\circ}$  und geben somit die relative Feuchtigkeit noch bis zu  $0,5\%$  an. Das Aspirations-Psychrometer wird also mindestens für alle Fälle, in denen nur ganze Prozente der Feuchtigkeit verlangt werden, eine mehr als ausreichende Aspiration besitzen.



Lambrecht's  
Aspirations-  
Psychrometograph  
zeigt den Stand der  
Thermometer auch  
nachträglich  
exakt an.

---

Man verlange ausdrücklich Preisliste No. 17 von

Gegründet 1859 Willh. Lambrecht, Göttingen (Georgia Augusta)

Inhaber des Ordens für Kunst und Wissenschaft,  
der großen goldenen und verschiedener anderer Staatsmedaillen.

Vertreter an allen größeren Plätzen des In- und Auslandes.

Generalvertrieb  
für die Schweiz, Italien und die österreichischen Alpenländer durch:  
**C. A. Ulbrich & Co. in Zürich.**

☞ Siehe auch Inserat in zweitnächster Nummer. ☞

## Dr. Schleussner's Trockenplatten

erfreuen sich auch in wissenschaftlichen Kreisen wegen ihrer hohen **Empfindlichkeit** und **Gleichmässigkeit** einer allgemeinen Beliebtheit.

Spezialitäten: Momentplatten für Astronomische und Röntgenaufnahmen, für Aufnahmen fliegender Geschosse, Microphotographie und Spectralphotographie. — Orthochromatische Platten, Absziehplatten für Lichtdruck, Celluloïdfolien. — Rollfilms für Tageslichtcameras.

Trockenplattenfabrik a. Actien

Dr. C. Schleussner, Aktiengesellschaft in Frankfurt a. M.

Koch & Sterzel, Fabrik elektrischer Apparate

Dresden-A.,

Zwickauerstrasse 42



Resonanz-Transformatoren (Funken-Transformatoren)

(s. Annalen IV. Folge, Band 14.)

Laboratoriums-Transformatoren m. vielfach. Spannungsunterteilung f. alle Nieder- u. Hochspannungen bis 200 000 Volt. Hochspannungs-Gleichrichter. Funkeninduktoren bis 150 cm Schlagweite. Komplettete Röntzen-Einrichtungen. Wechselstrom-Gleichrichter System Koch.



Doppelwandige Glasgefäße, Pentanthermometer  
bis — 200° C. zur flüssigen Luft,  
Quecksilberluftpumpen, Röntgenröhren, ff. Glas-  
schliffe, Marconiröhren usw.

St. Louis 1904

empfehlen

Goldene Medaille.



R. Burger & Co., Berlin N. 4, (bausseestr. 2 E.)

Präcisions-Uhr- und Laufwerke,  
sowie Räder, Triebe, Zeigerwellen, schräge Triebe und  
Zahnstangen

fertigt als Spezialität  
OTTO LINDIG, Glashütte, Sa.

## Günther & Tegetmeyer, Braunschweig.

Werkstatt für wissenschaftliche und technische Präzisions-Instrumente.

Weltausstellung St. Louis 1904 Goldene Medaille.

Transportable Apparate zur Beobachtung der atmosphärischen Elektrizität nach **Exner**. Elektroskope mit innerer Isolation aus Bernstein, Natriumtrocknung und Einrichtung zum parallaxenfreien Ablesen (D.R.G.M.). Apparate zur Messung der Elektrizitätszerstreuung in der Luft. Zambonische Säulen. Hochspannungs-Trockensäulen (D.R.G.M.). Instrumentarien zur Bestimmung der Radioaktivität von Luft- und Bodenproben. Quadrantenelektrometer. Aktinometer (Neukonstruktion). Wasserstrahl-duplikatoren nach **Elster** und **Geitel**. Hochspannungselektroskope (Braunsches Prinzip) mit innerer Isolation und Natriumtrocknung nach **Elster** und **Geitel**. Transportable Elektronen-Aspirationsapparate nach **Ebert** nebst Zusatzkondensatoren zur Bestimmung der Ionengeschwindigkeiten und des elektrischen Leitvermögens der Luft nach der Methode **Mache**. Kondensatoren nach **Harms** zur Bestimmung der Kapazitäten von Elektrometern.

## Julius Peters, Berlin NW. 21, Thurmstr. 4. Polarisations-Apparate

in allen Konstruktionen für wissenschaftl. u. technischen Bedarf.

*Neu!*

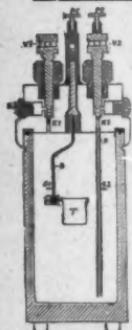
*Neu!*

### Calorimeter

nach Berthelet-Mahler.

verbessert nach Dr. Krocker

(gesetzlich geschützt).



## Alt, Eberhardt & Jäger, Ilmenau i. Th.

Eigene Hohlglasfabrik, Lampenbläsereien, Glasschleiferien, Holzwarenfabrik, Thermometersfabriken, Präzis.-mechanische Werkstatt, Klempnerei, Schriftflaschenmalerei und Emailleuranstalt.



Glasapparate, Instrumente und Utensilien für wissenschaftlichen Gebrauch und in jeder Ausführung. Hohlglas aller Art.

Einrichtung für Laboratorien an Lehranstalten, Universitäten usw.

Elektrolytische Apparate für Demonstrations- und praktischen Gebrauch.

Elektrische Röhren jeder Art, auch nach besonderen Angaben. Dewargefäße. Apparate für Pflanzenphysiologie.

Standgefäße aller Art für Präparate usw.

Chemische Thermometer, tief- u. hochgradig (bis 550 °C.), Ia. fein gekühlt, a. widerstandsfähigem, weifsbelegtem Glase, gut ablesbar.

Thermometer aller Art und für jeden Zweck.

Glasgefäße aus Spiegelglas für mikroskopischen, spektralanalytischen und speziellen Gebrauch, widerstandsfähig gegen Wasser, Alkohol und Säuren. Gewissenhafte Fertigung. Nachprüfung im eigenen Laboratorium.

400 Arbeiter.

Glasapparate, Glaskörper, Glasplatten usw. nach besonderen Angaben.



# GEORG WESTPHAL, Celle (Hannover).

## Mechanisches Institut

(gegründet 1860).

Wagen und Gewichte für  
wissenschaftliche, chemische und  
technische Zwecke

in vorzüglicher Ausführung und  
allen Preislagen.

## Wegelin & Hübner, A.-G., Halle (Saale)

Maschinenfabrik und Eisengießerei

liefern in vorzüglichster Ausführung:

### Gestelle für den Halbring-Elektromagnet

nach Dubois, konstruiert von Professor Dr. Dorn in Halle,

auf fahrbarem Eichenholztisch.

Ermöglichen feine Einstellung  
horizontal u. vertikal, sowie Drehung  
des Magneten um eine Vertikalachse.

Besonders zweckmäßig für magneto-  
optische Beobachtungen.

Weiter: Filterpressen, Extraktions-  
Apparate, hydraulische Pressen und  
Eismaschinen für Laboratorien.



Offerten auf gefl. Anfrage.

Man verlange gratis und franke das

### Spezialpreisverzeichnis über

## Selen-Zellen und Apparate, System Ruhmer,

von

Ruhmer's Physikalischen Laboratorium. Berlin S.W. 48.

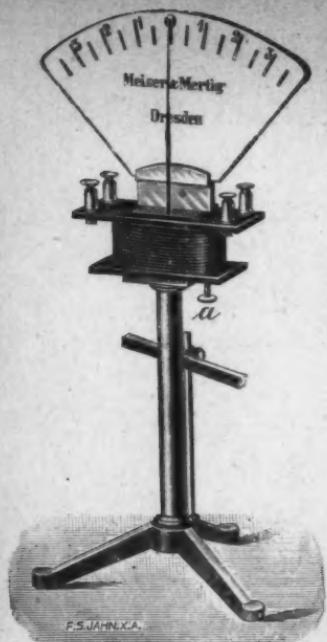
D.R.P. 186094, 142871, 146262, 147113, 149858.

D.R.G.M. 161084, 169259, 195160, 201140.

Für die Leistung der Selen-Zellen, System Ruhmer, ist wohl die Tatsache am bestechendsten, daß es mit Hilfe derselben gelang, eine photophonische Übertragung über eine Entfernung von 15 km herbeizuführen, ein bisher mittelst Zellen anderen Systems auch nicht nur annähernd erreichtes Resultat.

### Ein neuer Erfolg!

Herr Prof. Dr. A. Korn-München benutzte für seine neuesten erfolgreichen elektrischen fernphotographischen Versuche über 800 km, unter Mitbenutzung der Leitung: München-Nürnberg-München Selenzellen System Ruhmer, ein weiterer schlagender Beweis für deren unübertroffene Güte.



F.S.JAHNKA.

# MEISER & MERTIG,

Dresden-N. e.

Werkstätten  
für Präzisionsmechanik.

Physikalische Apparate

jeder Art

in praktischer, solider und eleganter  
Ausführung.

Funkeninduktoren.

Hochspannungsapparate.

Apparate für drahtlose Tele-  
graphie.

Röntgenapparate.

Chemische Geräte.

Viele Empfehlungen und Anerkennungen.

Neue Preisliste kostenlos.

## STRASSER & ROHDE,

Glashütte i. S.

Werkstätten f. Präzisionsuhrmacherei  
und Feinmechanik. Gegründet 1875.

Weltausstellung Paris 1900 Goldene Medaille.  
Deutsche Städteausstellung Dresden 1903 I. Preis.

Spezialität: Präzisionspendeluhren.



Ausführung von Uhrwerken u. Apparaten  
für wissenschaftliche und technische Zwecke.  
Mikrometertaster  $\frac{1}{250}$ — $\frac{1}{500}$  mm direkt. Ables.

## Max Stuhl, Berlin.

Glastechnische Werkstätte

jetzt

130 Friedrichstrasse 130

(früher Philippstr. 22)



Grand Prix: Paris 1900  
St. Louis 1904

Illustrierte Preislisten gratis.

## Präcisions- Reisszeuge

Astronomische Uhren,  
Compensationspendel.

Clemens Riefler

Fabrik mathemat. Instrumente

Nesselwang u. München.  
Gegründet 1841.

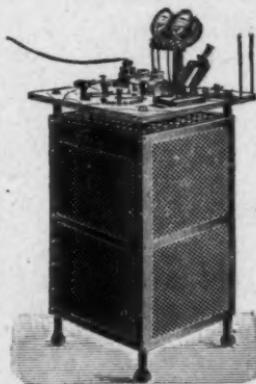
# Ferdinand Ernecke

Mechanische Präzisions-Werkstätten

Hoflieferant Sr. Majestät des Deutschen Kaisers.

Königgrätzerstr. 112. Berlin SW., Königgrätzerstr. 112.

Vom 1. Oktober 1905 ab im eigenen Fabrik-Neubau:  
Berlin-Tempelhof, Ringbahnstraße 4.



Einrichtungen vollständiger  
physikalischer und chemischer  
Kabinette und Laboratorien.

Kostenanschläge auf Wunsch.

## Physikalische Apparate.

### Projektions-Apparate.

■ Neu! ■

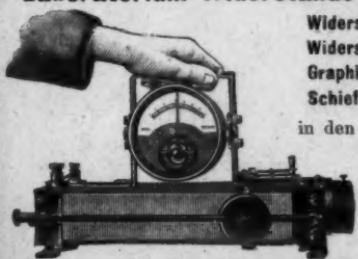
Differential- und Doppel-  
Thermoskop nach Kolbe.

Universal-Schul-Projektions-Apparat Type „NOR“.

Die Elektr.-Gasellschaft Gebr. Ruhstrat, Göttingen

fabriziert als Spezialität:

### Laboratorium-Widerstände und Meßapparate.



Widerstände für Projektionslampen,  
Widerstände für Theaterbeleuchtung,  
Graphit- und Glimmer-Widerstände,  
Schiefer- und Porzellan-Widerstände  
in den verschiedensten Ausführungen  
für alle Zwecke.

Tausende im Gebrauch.  
Man verlange Preislisten und  
Spezialofferten.

## F. Sartorius, Göttingen.

Mechanische Werkstätten zu Göttingen und Rauschenwasser.

### Waagen und Gewichte

für wissenschaftliche, chemische und technische Zwecke.

— Specialität: —

### Analysenwaagen

nur eigener bewährtester Construction.

Man verlange ausdrücklich Original-Sartorius-Waagen, da Nachahmungen in den Handel gebracht werden.



Sartorius' neuer Wärmekasten  
zum Brüten von Bacillen und zum Einbetten  
mikroskopischer Präparate in Paraffin für  
beliebiges Heizmaterial, unabhängig von  
Gasleitung, mit vielfach prämiierter Wärme-  
regulirung.

Patentiert in Deutschland, England,  
Belgien, Oesterreich-Ungarn etc.

Auf allen beschickten Ausstellungen  
prämiert, zuletzt Weltausstellung Brüssel,  
Diplom d'honneur und Preis 500 Frs., für  
beste Construction in Feinwaagen.

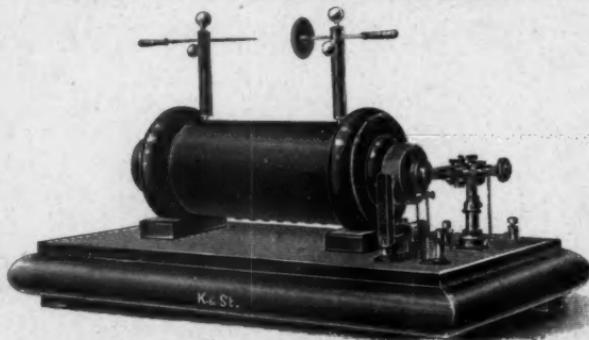
Kataloge in 3 Sprachen gratis und franco.

Vertreter in allen Ländern.

## KRÖPLIN & STRECKER, G. m. b. H.

Hamburg-Altona, am neuen Pferdemarkt

bauen als Spezialität: **Funkeninduktoren**



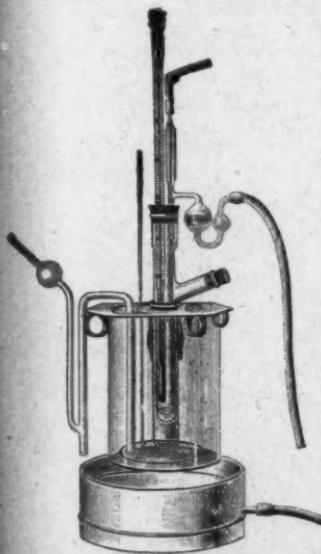
ferner: Demonstrationsapparate für Universitäten und Schulen.  
Tesla-Apparate. Röntgen-Apparate. Apparate nach Hertz, Lodge und Lecher.  
Stationen für Funken-Telegraphie.

Messinstrumente. Zündinduktoren. Technische Artikel für Industrie und Sport.  
Funkensivierung.

Ausarbeitung und Fabrikation von Neuheiten.

# A. Haak, Jena.

Glastechnische Werkstätten.



## Thermometer

für

Wissenschaft und Technik,

von —200 bis +575°.

## Barometer

mit constantem Nullpunkt,  
*eigene Construction.*

## Elektrische Apparate u. Röhren

nach

Geissler, Crookes, Hittorff, Röntgen,  
Puluj, Hertz, Lenard.

## Volumetrische Messinstrumente.

*Illustrierte Preislisten zu Diensten.*

# J. Robert Voss,

Mechaniker,

Berlin N.O. 18, Pallisadenstr. 20.

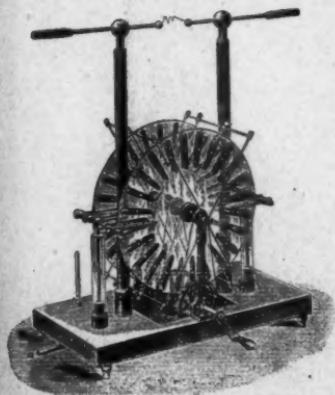
Specialität:

## Influenz-Elektrisir-Maschinen

aller Systeme

(auch die dazu gehörigen Nebenapparate)  
und

**Metall-Spiral-Hygrometer**  
in allen Ausführungen.





# SIEMENS & HALSKE A.-G.

Wernerwerk, Berlin-Westend,

früher Berliner Werk, Berlin SW., Markgrafenstr. 94.



Präzisions-Wattmeter, -Voltmeter und -Ampermeter  
für Wechselstrom. Meßeinrichtungen zur Bestimmung  
der Induktionskonstanten und des Energieverlustes  
von Wechselstromapparaten. Präzisionsnormale der  
Selbstinduktion. Zeiger-, Spiegel- und Panzergalvano-  
meter. Meßbrücken, Kompensations-  
apparate, Zweigwiderstände, Dekaden-  
widerstände, Kondensatoren.





## Unger & Hoffmann, Aktien-Gesellschaft.

Gegründet 1878 DRESDEN - A. 16 Gegründet 1878

### Projektionsapparate

für wissenschaftliche Zwecke, für Schule-, Lehranstalten, öffentl. Vorträge.

Sämtl. Gebrauchsartikel für Projektion.

Alle Lichtquellen. Lateraldiapositive in reichster Auswahl.

Preislisten und sachmännische Auskunft jederzeit zu Diensten.

## Induktoren und Funkentransformatoren

D. R. P. System Klingelfuss



von bisher unerreichter Leistungsfähigkeit und Dauerhaftigkeit, von 10—150 cm Funkenlänge. Wir bauen die Induktoren für langsame, mittlere und schnelle Eigenschwingungen entsprechend der Formel  $\tau = 2\pi\sqrt{C \cdot L}$ . Besonders leistungsfähige Induktoren von 10 cm Funkenlänge an, zum Laden von Kondensatoren.

Universal-Induktoren für physikalische Institute.

**Neu!** Mechanischer Unterbrecher von hervorragender Leistungsfähigkeit.

**Fr. Klingelfuss & Co., Basel (Schweiz)**

Lizenzihaber für Frankreich J. Carpentier, Paris.

Illustrierte Preisliste auf Wunsch zu Diensten.

HANS BOAS BERLIN O.

Elektrotechnische Fabrik

Krautstraße 52

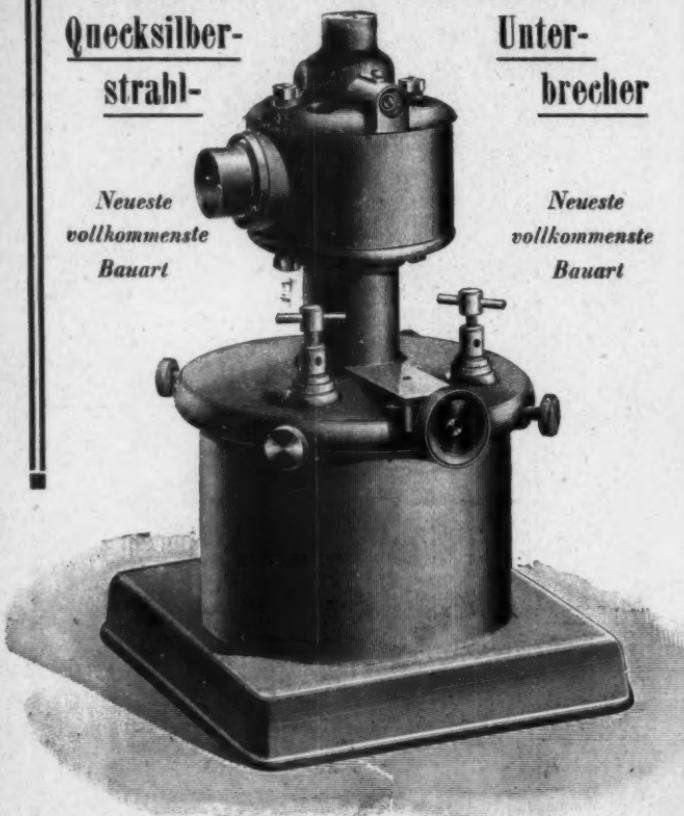


Quecksilber-  
strahl-

*Neueste  
vollkommenste  
Bauart*

Unter-  
brecher

*Neueste  
vollkommenste  
Bauart*



E. DUCRETET

PARIS — 75, rue Claude-Bernard — PARIS.

Grands - Prix { Paris 1889 — Anvers 1894

Expositions Universelles { Bruxelles 1897 — Paris 1900

Cabinets de physique complets.

Appareils de Mesures électriques.



Télégraphie sans fil Popoff-Ducretet garantie pour les grandes distances. Téléphone haut-parleur R. Galliard, type 1903, R. G. et E. D. Matériaux complets Rayons X Röntgen, et courants de haute fréquence.

Photothéodolites de M. le Colonel Laussedat.

Pile primaire du Dr. A. Vincent.

## A.E.G.-Funken-Induktoren

für jede gewünschte Funkenlänge.

## Quecksilber-Turbinen-Unterbrecher

für Gleichstrom.



Wechselstrom-Turbinen-Unterbrecher.

## Quecksilber-Turbinen-Unterbrecher

für Wechselstrom mit Synchronismus-Anzeiger,

ermöglicht das Laden von Akkumulatoren aus Wechselstromnetzen.

## Röntgen-Röhren.

Allgemeine Elektricitäts-Gesellschaft  
BERLIN.



Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig.

## Die Grundlagen der Bewegungslehre

von einem modernen Standpunkte aus dargestellt

von

**Dr. Gustav Jaumann,**

Professor der Physik in Brünn.

8°. VI. u. 421 Seiten. 1905.  
Broch. M. 11.—, geb. M. 12.—.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

**E**RHARD, THEODOR, *Einführung in die Elektrotechnik*. Die Erzeugung starker elektrischer Ströme und ihre Anwendung zur Kraftübertragung. 2. Auflage. gr. 8°. [VIII, 200 Seiten mit 99 Figuren.] 1908.

M. 4.50; geb. M. 5.50

**Elektrotechnische Zeitschrift:** Das Buch ist so geschrieben, daß es von weiteren Kreisen verstanden werden kann; aber es sollte von den Technikern, die Elektrotechnik als Nebenfach treiben, gründlich und gerne studiert werden.

**Zeitschrift für Elektrochemie:** Das vorliegende Buch ist aus den Vorlesungen des Verf. über Elektrotechnik entstanden. Es wendet sich demgemäß an solche Leser, die die Grundlage der Physik kennen und elementar mathematisch vorgebildet sind (höhere Mathematik wird nur hin und wieder angewendet). Ferner greift es nur das Wichtigste aus dem Gebiete heraus, das weniger Wesentliche dem Studium in größeren Büchern überlassend; dies Wichtigste wird, zwar in knapper Form, aber so eingehend geschildert, daß es dem Verständnis keine großen Schwierigkeiten entgegengesetzt, woru übrigens die klare Schreibweise des Verf. erheblich beiträgt.

**S**TALLO, J. B., *Die Begriffe und Theorien der modernen Physik*. Nach der 3. Auflage des englischen Originals übersetzt und herausgegeben von Prof. Dr. Hans Kleinpeter. Mit einem Vorwort von Prof. Dr. Ernst Mach. Mit einem Porträt des Verfassers. 8°. XX, 332 Seiten. 1901.

broch. M. 7.—; geb. M. 8.50

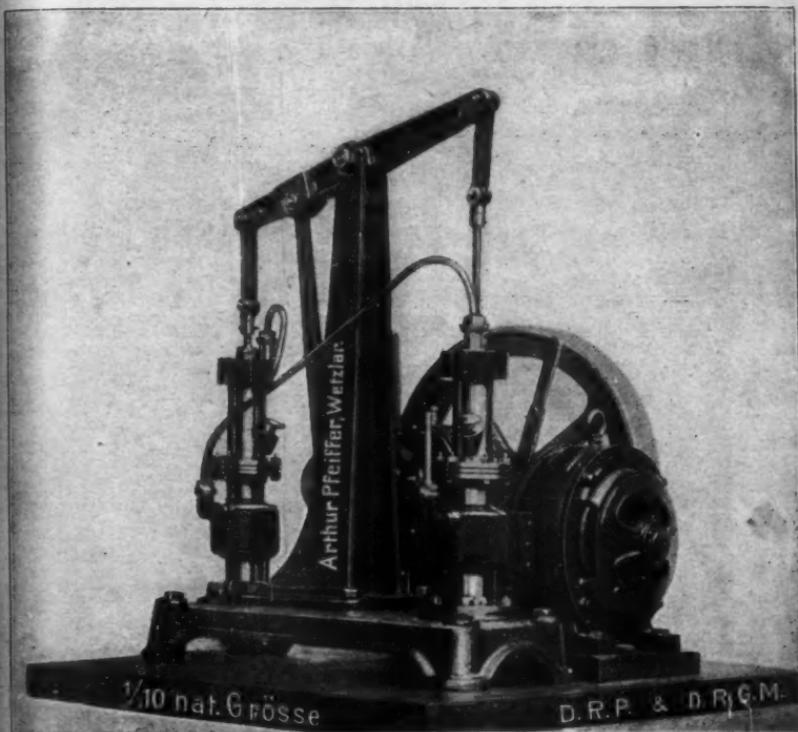
**Monatschrift für höhere Schulen:** Wie Hume den Kausalbegriff und d'Alembert den Kraftbegriff einer kritischen Prüfung unterzog, so nimmt der Verfasser der vorliegenden Schrift den Atombegriff unter die sondierende Lupe der Philosophie. Vom Standpunkt des reinen Empirismus und Phänomenalismus aus, den auch Mach in seinen „Prinzipien der Wahrnehmung“ vertritt, sucht Stallo aus den Grundbegriffen der Physik alle metaphysischen Elemente zu eliminieren, verwirft den Atomismus und Mechanismus als Weltanschauung und objektive Grundlage der Physik und läßt ihn nur als ein Hilfsmittel der physikalischen Forschung und der Darstellung, als eine logische Fiktion gelten. Mit gründlichem historischen Wissen ausgerüstet und mit scharfem philosophischen Blick begibt, weiß er die Mängel des atomistischen Weltbildes freimütig und mit vielfach zwingender Klarheit bloßzulegen. Gerade die Klarheit und Folgerichtigkeit, mit der diese Aufgabe gestellt und durchgeführt ist, haben dem Werke des leider schon verstorbene Deutsch Amerikaners in seinem Adoptiv Vaterlande den großen Erfolg verschafft, der ihm auch in seiner wirklichen Heimat in Deutschland gewiß nicht fehlen wird.

# ARTHUR PFEIFFER, Wetzlar O.

Werkstätten für Präzisionsmechanik und -Optik.

Gegründet 1890.

Alleinvertrieb und Alleinberechtigung zur Fabrikation der  
**Patent-Geryk-Öl-Luftpumpen**  
in Deutschland.

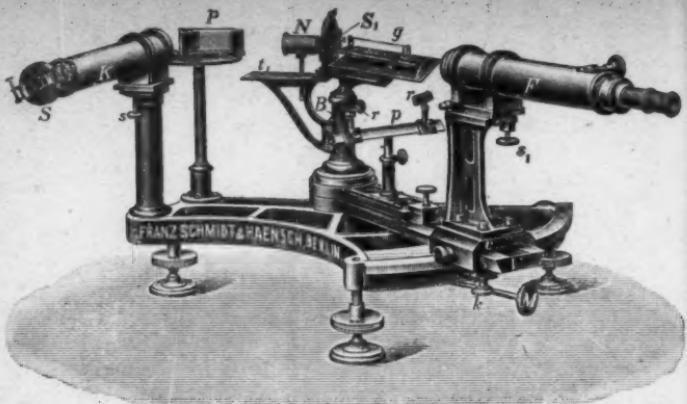


Komplette Pumpeinrichtung für Hand- und Motorbetrieb ( $\frac{1}{10}$  P.S.).

Durch Patente und Gebrauchsmuster geschützt.

Jederzeit, ohne Vorbereitung, zum Gebrauch fertig.

Die Geryk-Pumpe ist die denkbar einfachste und betriebs-sicherste Konstruktion aller Flüssigkeitsspumpen und gibt nach Jahren noch die unverminderte Leistung, wie sie von keiner ähnlichen Konstruktion erreicht wird.



Interferenzspektroskop n. Lummer-Gehrcke, geliefert an die Physikal.-tech. Reichsanstalt.

## Neue optische Spezialinstrumente

empfehlen

**Franz Schmidt & Haensch, Berlin S. 42,  
Prinzessinnenstraße 16.**

Preislisten kostenlos. —

## Universal-Induktorium nach Wydts

Beschreibung und Kostenanschlag  
wird auf Wunsch zugesandt.

**ED. LIESEGANG  
Düsseldorf-Unterbilk.**

Spezialfabrik für Projektionsapparate  
und Funkeninduktoren.

**Dr. H. Geissler Nachf. Franz Müller,  
Bonn a. Rhein.**

Wissenschaftliche Glasapparate und Präzisionsinstrumente.

Specialität:

Elektrische Röhren nach Geissler, Crookes, Puluj, Hittorf, Arons, Lecher etc. — Spectralröhren (Argon- u. Helium-Röhren).

Röntgen-Röhren. — Braun'sche Kathodenstrahlröhren. Tesla-Röhren. — Luftpumpen nach Geissler und Töpler-Hagen. Rowland's Diffraktionsgitter und Photogramme.

**Feine Thermometer.**

Kataloge auf Verlangen.

**Reiniger, Gebbert & Schall**

Elektrotechnische Fabrik

**Erlangen.**

Filialen: Berlin N., München, Wien IX/3,  
Friedrichstr. 181c. Sonnenstr. 13. Universitätstr. 12.

Hamburg, Budapest,  
Blüchstrasse 12. Altgasse 42.

Specialitäten:

Röntgen-Apparate neuester Konstruktionen,

Finsen- und Funkenlichttheil-Apparate,

Influenzmaschinen (D. R. P.), verbessertes System,

Töpler-Holtz,

von hervorragender Leistungsfähigkeit,

Volt- und Ampèremeter, Kleinmotore,

Schalttableaux für Schulen, Ventilatoren etc.

Prospecta etc. gratis.

**Dr. Steeg & Reuter,**

Optisches Institut,  
**Homburg v. d. Höhe.**

Specialität:

Apparate und Präparate  
zur Polarisation, Interferenz, Beugung, Fluorescenz, Phosphorescenz des Lichts.

Spectral-Apparate, Glasprismen und Linsen aller Art. — Röntgenschirme.

XXV

# MAX KOHL, Chemnitz i. S.



## Werkstätte für Präzisionsmechanik,

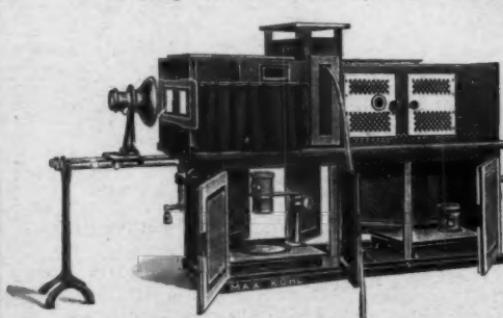
liefert als langjährige Spezialität:

Physikalische und chemische Einrichtungsgegenstände für Schulen, wie z. B. Experimentiertheke u. Prof. Dr. Weinhold u. Prof. Arendt, Fensterverdunkelungen, Oblichtverdunkelungen für Elektromotor- u. Handbetrieb, Abzugsmaschinen mit Gas- u. Waschungsbau, Wanntafelgestelle, Projektionsrollschilder mit oder ohne Elektromotoren

## Vollständige Einrichtungen von physikalischen und chemischen Auditorien in gediegener, zweckmäßiger Ausführung.

Derartige komplett Einrichtungen wurden jetzt u. a. für das I. Chemische Institut der Universität Berlin, Hofmann-Haus Berlin, Laborat. f. angew. Chemie der Universität Leipzig, Phys. Institut Universität Leipzig, Ecole d' Mines du Hainaut, Mons (Belgien), Kommerzschule Riga (Rostka), Technolog. Institut Tomsk (Sibirien), höhere Masch.-Bauschule Stettin u. v. a. m. geliefert.

Im Auftrage des Reichs-Kommissars habe ich den Hörsaal der Deutschen Unterrichtsausstellung St. Louis für das Preuß. Kultus-Ministerium ausgestattet.



Neu! Neu!

Kohl's  
**Megadiaskop**

Apparat

zu

Projektion mit auf  
fallendem u. durch  
fallendem Licht un  
zur Mikroprojektion

Man verlage  
Spezial-Prospekt

# MAX KOHL, Chemnitz i. S.



## Arbeits- (Praktikanten-)Tische

in allen möglichen Ausführungen,  
ganz den jeweiligen örtlichen Ver-  
hältnissen angepaßt.



## Experimentier-Schalttafeln

Lehranstalten und Laboratorien, als Wandtableau und in Form fahrbarer Tische ausgeführt, gestatten die Verwendung des Stromes städtischer Centrale für alle im Experimentalunterricht vorkommende Arbeiten. — Es ist damit also einem wirklichen, lang gefühlten Bedürfnis abgeholfen.

Ia. Referenzen.

Man verlange  
Spes.-Prospekt!



## D. D. Thermoskope nach Kolbe in neuester, verbesserte Ausführung.

## Neu! Öl-Luftpumpen Neu! mit Teleskopkolben, System Kohl, D.R.P. angemeldet.

Die Pumpe verdünnt bis auf 0,0006 mm und verspritzt während des Pumpens kein Öl! Sie eignet sich vorzüglich zum Auspumpen von Röntgen-Röhren.

Man verlange Spesial-Prospekt!

## Neu! Spinthariskope Neu!

mit Phosphoreszenzschildern und einer kleinen Menge Radiumbromid auf beweglichem Zeiger, um d. außerordentlichen radioaktiven Eigenschaften des Radiums zu zeigen.

Preis M. 19.— n. 28.—

## Radiumbromid von überraschender Wirkung; chemisch rein. Preis auf Anfrage.

Weltausstellung St. Louis 1904: Höchste Auszeichnung

## Grand Prix und Goldene Medaille,

wurde in der Sonderausstellung des Kgl. Preuss. Unterrichtsministeriums in Berlin für die im Auftrag der Regierung ausgestellte Einrichtung eines physikalischen Hörsaales, letztere in der deutschen Unterausstellung, Abteilung: wissenschaftliche Instrumente.

Braudiplom der Ausstellung der Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte, Düsseldorf 1898.

Goldene Medaille Leipzig 1897, Weltausstellung Paris 1900, Aussig 1902, Athen 1904.

Alle mit ausführlichen Kostenanschlägen, Beschreibungen, Referenzen usw. gratis und franko.

# Jubiläums-Katalog

aus Anlaß  
des 50jährigen Bestehens der Firma

## E. Leybold's Nachfolger, Köln

erschienen,

enthält auf mehr als 900 Seiten eine vollständige Übersicht der gebräuchlichsten Unterrichtsmittel für Physik nebst zahlreichen Gebrauchsanweisungen und gegen 3000 Abbildungen.

Diejenigen Unterrichtsinstitute, denen der Katalog aus Versagen nicht zugegangen sein sollte, werden um freundliche Benachrichtigung gebeten.

**Vollständige Einrichtung physikalischer u. chemischer Institute mit Experimentierischen, Verdunklungsvorrichtungen, Arbeits-tischen, Sammelschränken usw.**

**Spezialität: Experimentierische mit säurefester schwarzer Imprägnierung, unzerstörbar durch chemische Agentien.**

*Schalttafeln und Umformer zum Anschluß an Starkstromnetze zur Reduktion des hochgespannten Stromes auf die für Vorlesungszwecke nötige geringe Spannung.*

*Sämtliche Apparate und Instrumente für den physikalischen Unterricht sowie für Schülerübungen in garantiert erstklassiger Ausführung.*

*Universalprojektionsapparat eigener bewährter Konstruktion, zur Projektion von Glasbildern, Versuchen, undurchsichtigen Gegenständen, mikroskopischen Präparaten, zu Versuchen über Spektralanalyse, Interferenz, Beugung, Polarisation und Doppelbrechung durch einfaches Auswechseln von Ansätzen ohne Zuhilfenahme einer optischen Bank.*

Diesen Universalprojektionsapparat haben wir in den letzten 8 Jahren an über 100 Institute geliefert.

Alleinige Inseratenannahme durch: Max Gelsdorf, Leipzig-Gohlis, Böhmestr. 9.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

